ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND II, 2.—3. HEFT
MIT 41 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 28. MÄRZ 1950)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1950

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band II **Inhaltsverzeichnis** Heft 2—3

Seite

Montgomery, R. B. The Taylor diagram (temperature against vapor pressure) for air mixtures. (With 4 figures) 163

Defant, F. Das mittlere meridionale Temperaturprofil in der Troposphäre als Effekt von vertikalen und horizontalen Austauschvorgängen und Kondensationswärme. (Mit 4 Textabbildungen) 184

Raethjen, P. Über die gegenseitige Adaptation der Druck- und Stromfelder 207

Dedecker, P. Sur les Équations approchées de la Dynamique atmosphérique. (Avec 1 figure) 223

Hoinkes, H. Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre bis 5 km Höhe und ihre gegenseitigen Beziehungen in statistisch-synoptischer Betrachtungsweise. (Mit 21 Textabbildungen) 239

Dési, F. Über das Gleichgewicht eines gesättigten Luftteilchens 305

Burkard, O. Thermische Aufspaltung ionosphärischer Schichten. (Mit 3 Textabbildungen) 308

Burkard, O. Studie zur weltweiten Ionosphärenstörung vom 15. März 1948. (Mit 4 Textabbildungen) 315

Kletter, L. Gesetzmäßige Luftdruckschwankungen im Bereich des Azorenhochs während des Spätwinters 1947/48. (Mit 1 Textabbildung) 325

Schilling, G. F. und **H. Seper.** Über die Abhängigkeit des luftelektrischen Potentialgradienten von der Großstadtlage in Wien. (Mit 3 Textabbildungen) 334

Baur, F. Zurückführung des Großwetters auf solare Erscheinungen (Ergänzung) 342

Buchbesprechungen 345

Meteorological Abstracts and Bibliography (F. Steinhauser). — Gutenberg, B. und C. F. Richter, Seismicity of the Earth and Associated Phenomena (F. Steinhauser). — Prandtl, L., Führer durch die Strömungslehre (P. Courvoisier). — Sutton, O. G., Atmospheric Turbulence (P. Courvoisier). — Khvostikov, I. A., Svietchenie notchnavo nieba (E. Stenz). — Fleming, J. A., Terrestrial Magnetism and Electricity (H. Israël). — Simpson, G., Atmospheric Electricity during Disturbed Weather (H. Israël). — Kramer, C., Electrische ladingen aan berijpte oppervlakken (H. Israël). — Weickmann, H., Die Eisphase in der Atmosphäre (Th. Zingg). — Ertel, H. und C. G. Rossby, Ein neuer Erhaltungs-Satz der Hydrodynamik (F. Steinhauser). — Bracht, J., Über die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens und des Schnees und den Wärmeumsatz im Erdboden (H. Reuter). — Wallén, C. Chr., Glacial-Meteorological Investigations on the Kårsa Glacier in Swedish Lappland 1942—1948 (F. Steinhauser). — Viaut, A., La Météorologie du Navigant (W. Mörikofer). — Reiner, J., Die meteorologischen Instrumente (F. Steinhauser). — Lugeon, J., P. Ackermann und M. Bohnenblust, La radiosonde suisse (J. Lukesch). — Bock, R., F. Burmeister und F. Errulat, Magnetische Reichsvermessung 1935 (M. Toperczer). — Bock, R., und W. Schumann, Katalog der Jahresmittel der magnetischen Elemente der Observatorien und der Stationen, an denen eine Zeitlang erdmagnetische Beobachtungen stattfanden. Band I—IV. (M. Toperczer.)

551.511:551.571:551.501.6

(Woods Hole Oceanographic Institution[1], Woods Hole, Mass., USA.)

The Taylor diagram (temperature against vapor pressure) for air mixtures.

By

R. B. Montgomery.

With 4 figures.

Abstract. The diagram having temperature as one coordinate and partial pressure of aqueous vapor as the other was introduced by G. I. TAYLOR in his study of condensation due to mixing and is now called the Taylor diagram. The diagram fulfills almost exactly the property of mixtures, i. e., that mixtures of two samples of air are represented by the straight line joining the two points representing the samples, and that the relative distance from the point for either sample to the point for any mixture equals the proportion of the other sample in the mixture.

The psychrometric formula, which determines wet-bulb temperature on the diagram, is expressed in a new approximate form that is both convenient for calculation and accurate. It shows that the isotherms of wet-bulb temperature (or equivalent temperature) can be drawn straight with good accuracy. The isosteres are straight lines exactly.

By merely changing the designations of the axes to potential temperature and potential vapor pressure, the diagram is made to fulfill the property of mixtures even for air samples at different pressures.

Zusammenfassung. Das Diagramm, das die Temperatur als eine und den Partialdruck des Wasserdampfs als andere Koordinate verwendet, ist von G. I. TAYLOR bei seiner Untersuchung über Mischungskondensation eingeführt worden und wird daher als Taylor-Diagramm bezeichnet. Es befriedigt fast exakt die Eigenschaft von Luftmischungen, daß nämlich Mischungen von zwei Luftproben durch die Gerade dargestellt werden, welche die zwei den Proben entsprechenden Punkte verbindet; dabei ist der relative Abstand des Punktes einer beliebigen Mischung vom Punkte der einen Probe dem Anteil der andern Probe in der Mischung gleich.

Die Psychrometerformel, durch die die Feuchttemperatur im Diagramm gegeben ist, wird in einer neuen Näherungsform dargestellt, die gleichzeitig hinreichend genau und für die Rechnung praktisch ist. Es ergibt sich dabei,

[1] Contribution No. 482.

daß die Isothermen der Feuchttemperatur (oder Äquivalenttemperatur) mit genügender Genauigkeit als Gerade gezogen werden können. Die Isosteren sind strenge Gerade.

Lediglich durch Änderung der Bezeichnungen der Achsen in dem Sinne, daß sie die potentielle Temperatur und den potentiellen Dampfdruck darstellen, kann das Diagramm auch zur Charakterisierung der Mischung von Luftproben von verschiedenem Druck verwendet werden.

Résumé. G. I. TAYLOR dans son étude sur la condensation par mélange a établi un diagramme dont les coordonnées sont la température et la pression de vapeur d'eau. Ce diagramme satisfait presque exactement la particularité de mélanges qui consiste dans le fait que des mélanges de deux masses d'air sont représentés par la droite reliant les deux points correspondants à l'état de ces deux masses; la distance relative d'un point quelconque de cette droite à l'un des points extrêmes est, dans un mélange donné, proportionnelle à la fraction de la masse dont l'état est représenté par l'autre borne du segment. La formule psychrométrique qui fournit la température du thermomètre humide dans le diagramme est mise sous une forme approximative simplifiée, exacte et pratique. Il s'ensuit que les isolignes de la température humide (ou équivalente) peuvent être représentées assez exactement par des droites. Les isostères sont des droites en toute rigueur. En introduisant simplement la température potentielle et la pression potentielle de vapeur, le diagramme peut également être employé pour caractériser le mélange de masses d'air de pressions différentes.

1. Introduction.

The diagram having temperature and aqueous-vapor pressure as basic coordinates has been so useful in the study of psychrometric observations at low levels over the ocean that a more complete discussion is desirable than those by CRAIG [*14*, pp. 9—11], EMMONS [*16*, p. 15], and MONTGOMERY [*26*, pp. 4—5][1]. Because G. I. TAYLOR [*39*] introduced such a diagram into the study of condensation due to mixing, EMMONS and MONTGOMERY have named it *Taylor characteristic diagram* or simply *Taylor diagram* (instead of "moisture diagram", the less distinctive term used by TAYLOR). A Taylor diagram, as it is called here, forms part of Kiefer's multi-pressure hygrometric chart (BEERS [*4*, pp. 391—392]).

The Taylor diagram is one of a class of diagrams that can be used in the study of two-component mixtures and that have, as coordinates, temperature or some other thermodynamic variable against some expression for the amount of one component. It is proposed to call all of this class *characteristic diagrams*. Some examples are mentioned below.

Long before the Taylor diagram was introduced, HUTTON [*22*] and BEZOLD [*5*] used a diagram with temperature as abscissa and specific humidity as ordinate in their studies of condensation due to mixing. This diagram has the property, explained by HUTTON, that mixtures of

[1] Also R. A. CRAIG, ISADORE KATZ, R. B. MONTGOMERY, and P. J. RUBENSTEIN, "Meteorology of the refraction problem", New York, McGraw-Hill Book Co., Radiation Laboratory Series, **13**, *Propagation of short radio waves*, edited by D. E. KERR, chap. 3, to be published.

two samples of air are represented by the straight line joining the two points representing the samples, and that of this line the proportion lying between the point for either sample and the point for any mixture equals the proportion of the other sample in the mixture. This may be called the *property of mixtures*. The Taylor diagram also has this desirable property. For neither diagram is the property exact, but the approximation, evaluated in section 2, is very good.

Two diagrams are used by air-conditioning engineers. The diagram with temperature as abscissa and mixing ratio as ordinate was introduced by CARRIER [*12*], who called it *psychrometric chart*. BLEEKER [*6*] has used the same coordinates. On the *Mollier diagram* (MOLLIER [*25*]) the sum of the enthalpy of unit mass of dry air relative to 0 C and the enthalpy of the accompanying vapor relative to water at 0 C is ordinate, and mixing ratio is abscissa.

The characteristic diagram that was first used for representing observed conditions in a natural fluid is the oceanographic *temperature-salinity diagram*, introduced by HELLAND-HANSEN [*20*]. It observes the property of mixtures and has been used in studying mixing. Although HELLAND-HANSEN represented temperature as abscissa, the modern preference is temperature as ordinate and salinity as abscissa (SVERDRUP et al. [*38*, p. 142]).

The characteristic diagram that was first used for representing observed conditions in the atmosphere is the *equivalent-potential-temperature diagram* (ROSSBY [*36*]) or *Rossby diagram*, having specific entropy of dry-air component as ordinate and mixing ratio as abscissa. ROSSBY called the curve representing a vertical air column the *characteristic curve* of the column, because the curve is invariant when the column is deformed isentropically without condensation or mixing. More precisely, for an isentropic change in pressure of the mixture, the change in specific entropy of the dry-air component is not identically zero but is very small. On a modification of the Rossby diagram, the *Arakawa diagram* (ARAKAWA [*1*]), the ordinate is potential temperature. The Arakawa diagram is superior in two respects: potential temperature is exactly conserved in isentropic processes without condensation or mixing; and this diagram observes the property of mixtures almost exactly, while entropy is increased by mixing. No valid reason has been advanced in favor of specific entropy as ordinate rather than potential temperature.

The usefulness of the Taylor diagram has become apparent in the study of atmospheric processes next to a water surface (sea surface, raindrops, etc.), where mixing frequently dominates and the property of mixtures is therefore paramount. Another property of the diagram is that, for any air column terminating at a water surface, the characteristic curve terminates at a point on the saturation curve, the point being a function of the interface temperature only.

The basic coordinates, temperature and vapor pressure, are suitable when only one pressure is involved (see section 3). A feature first used by CRAIG [*14*] is that the same two coordinate scales may be specified

to represent potential temperature and potential vapor pressure (section 4), which are conservative for isentropic changes if composition remains constant. With the latter coordinates, the diagram is one on which the property of mixtures is valid even for samples of air at different pressures. The property that all over-water characteristic curves terminate along a fixed curve can be maintained (section 5).

Like all characteristic diagrams, the Taylor diagram is useful as an aid to calculation, for instance, as a graphical means of determining vapor pressure from temperature and wet-bulb temperature. Auxiliary families of isopleths (see section 3) may be required, depending upon the combination of variables.

2. Property of mixtures.

The Taylor diagram satisfies the property of mixtures approximately. In his proof TAYLOR [*39*, appendix] neglected the dependence of specific heat and specific volume on vapor concentration. Because specific heat is greater for aqueous vapor than for dry air, the temperature of a mixture of two samples of equal mass but different temperature and different vapor concentration is nearer the temperature of the sample containing more vapor. Because specific volume is greater for aqueous vapor than for dry air, the vapor pressure of a mixture of two samples of equal mass but different vapor pressures is greater than the average vapor pressure of the samples. An evaluation of these two small deviations forms the subject of the present section.

Let one sample have absolute temperature T_1, specific humidity q_1, and vapor pressure e_1. Let the physical variables of the other sample be T_2, q_2, and e_2. The two samples and the mixture are all at the pressure p. A mass m_1 of the first sample is mixed with a mass m_2 of the second to form a mixture having mass $m_1 + m_2$ and variables T, q, and e. Let

$$P_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2}, \quad P_2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2}. \tag{1}$$

Let the mass of vapor in m_1 be m_{w1} and that in m_2 be m_{w2}. The three equations

$$q_1 = \frac{m_{w1}}{m_1}, \quad q_2 = \frac{m_{w2}}{m_2}, \quad q = \frac{m_{w1} + m_{w2}}{m_1 + m_2}$$

and (1) yield

$$q = P_1 q_1 + P_2 q_2. \tag{2}$$

Although mixing is a complicated process often involving the production and dissipation of kinetic energy, a closed system changing isobarically and adiabatically from an initial motionless state to a final motionless state experiences no change in total enthalpy[1]. Furthermore,

[1] This meteorologically important, thermodynamic theorem is easily proved: Let H be the enthalpy of any system, U its internal energy, and V its volume. For any state in which the entire system is at a uniform

from the Gibbs-Dalton law, the enthalpy of a mixture of two gases equals the sum of the enthalpies of the components each alone having the temperature and volume of the mixture. To an excellent approximation the specific enthalpy of dry air equals $c_{pd}T$ plus a constant, where c_{pd} is the isobaric specific heat of dry air and is regarded as constant. Similarly, to a good approximation for atmospheric conditions, the specific enthalpy of aqueous vapor equals $c_{pw}T$ plus a constant. In the mixing, therefore, the enthalpy of the dry air increases by

$$c_{pd}\,[m_1\,(1-q_1)\,(T-T_1)+m_2\,(1-q_2)\,(T-T_2)]$$

and the enthalpy of the vapor increases by

$$c_{pw}\,[m_1\,q_1\,(T-T_1)+m_2\,q_2\,(T-T_2)].$$

The sum of these expressions being zero, the temperature of the mixture is

$$T=\frac{P_1\,T_1+P_2\,T_2+a\,(P_1\,q_1\,T_1+P_2\,q_2\,T_2)}{1+a\,(P_1\,q_1+P_2\,q_2)}, \tag{3}$$

where

$$a=c_{pw}/c_{pd}-1=0{,}84.$$

(Eq. 3 is identical with BRUNT [9] eq. 57.) Use of series and neglect of q^2 in comparison with unity lead to

$$\left.\begin{aligned} T&=P_1\,T_1+P_2\,T_2+\delta T\\ \frac{\delta T}{T_2-T_1}&=a\,P_1P_2\,(q_2-q_1)=\frac{M_w}{M_d}\,a\,P_1P_2\,\frac{e_2-e_1}{p}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

where the last equality follows from (5) below. A numerical example can illustrate the magnitude of δT, which is the deviation from temperature average by mass. Suppose $P_1\,P_2$ has its maximum value $^1/_4$ and $(e_2-e_1)/p=10^{-2}$. The result is that $\delta T/(T_2-T_1)=1{,}3\times10^{-3}$.

An expression for the vapor pressure of the mixture can be found by substituting in (2). If dry air and aqueous vapor are assumed to be perfect gases,

$$q=\frac{M_w}{M_d}\,\frac{e}{p-a'\,e}, \tag{5}$$

---

pressure p, $H=U+p\,V$. Let the operator Δ represent the change between two such states. If the two states are at the same pressure,

$$\Delta H=\Delta U+p\,\Delta V.$$

If the system is closed and performs work by expansion only, and if the pressure on the surface of the system is constant during the change of state, the external work done by the system is $p\,\Delta V$. Hence the first law of thermodynamics gives

$$Q=\Delta U+p\,\Delta V,$$

where Q is the heat added to the system during the change of state. Under these conditions, therefore, $\Delta H=Q$. If the change of state is also adiabatic, $\Delta H=0$. If the sum of the kinetic energy, geopotential energy, and other such forms of internal energy is the same in initial and final states, ΔH is the enthalpy change due alone to changes of temperature and phase.

where M_w is the molar mass (mass per mole) of water, M_d is the mean molar mass of dry air, and

$$a' = 1 - M_w/M_d = 0{,}3784.$$

Substituting for q, q_1, and q_2 in (2) by means of (5), solving for e, and neglecting higher terms in the expansion, one finds that

$$\left.\begin{aligned} e &= P_1 e_1 + P_2 e_2 + \delta e \\ \frac{\delta e}{e_2 - e_1} &= a' P_1 P_2 \frac{e_2 - e_1}{p}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

For the example in the preceding paragraph, $\delta e/(e_2 - e_1) = 0{,}9 \times 10^{-3}$.

It is seen that the coordinates of the Taylor diagram satisfy the property of mixtures with errors not greater than about a tenth of one per cent for rather extreme atmospheric conditions.

Specific humidity as a coordinate satisfies the property of mixtures exactly, so the Taylor diagram is slightly inferior, in this respect, to the diagram used by HUTTON and BEZOLD. Mixing ratio as a coordinate also satisfies the property of mixtures exactly, with this difference, that the coordinate of the point representing a mixture is determined by the relative proportions of dry air, not total mass, in the two samples. For mixing in these proportions, however, temperature can be shown to be in error by $\delta T/(T_2 - T_1) = 2{,}9 \times 10^{-3}$ for the example used above, so the Taylor diagram is not inferior, as far as the property of mixtures is concerned, to any of the diagrams with mixing ratio as one coordinate.

3. Temperature against vapor pressure.

The basic diagram with coordinates of temperature and vapor pressure is discussed in this section.

The orientation chosen by CRAIG and followed by EMMONS and the author (fig. 1) has temperature as ordinate and vapor pressure as abscissa, an interchanging of the coordinates of the original diagram by TAYLOR. KIEFER used negative temperature as abscissa and vapor pressure as ordinate, so his diagram rotated through a right angle assumes the preferred orientation. The preferred orientation conforms with those of the temperature-salinity diagram (modern form), the Mollier diagram (original form), and the Rossby and Arakawa diagrams. The ordinate, temperature or potential temperature, is a variable which normally increases with height, so a sounding plotted on any of these diagrams appears in a natural attitude.

Mixing. — The property of mixtures is almost exactly valid if the two samples and the mixture are all at the same pressure, regardless of the value of the pressure, and if there is no change of phase (e. g., condensation).

Relative humidity. — The curve showing vapor pressure over a plane surface of liquid water may be constructed from table 79 of the *Smithsonian meteorological tables* [37] for temperatures above 0 C and from

HARRISON's [*19*] table for temperatures below 0 C. The curve showing vapor pressure over an ice surface may be constructed from Smithsonian table 78. Both are *saturation curves*. Both represent relative humidity of 100 per cent.

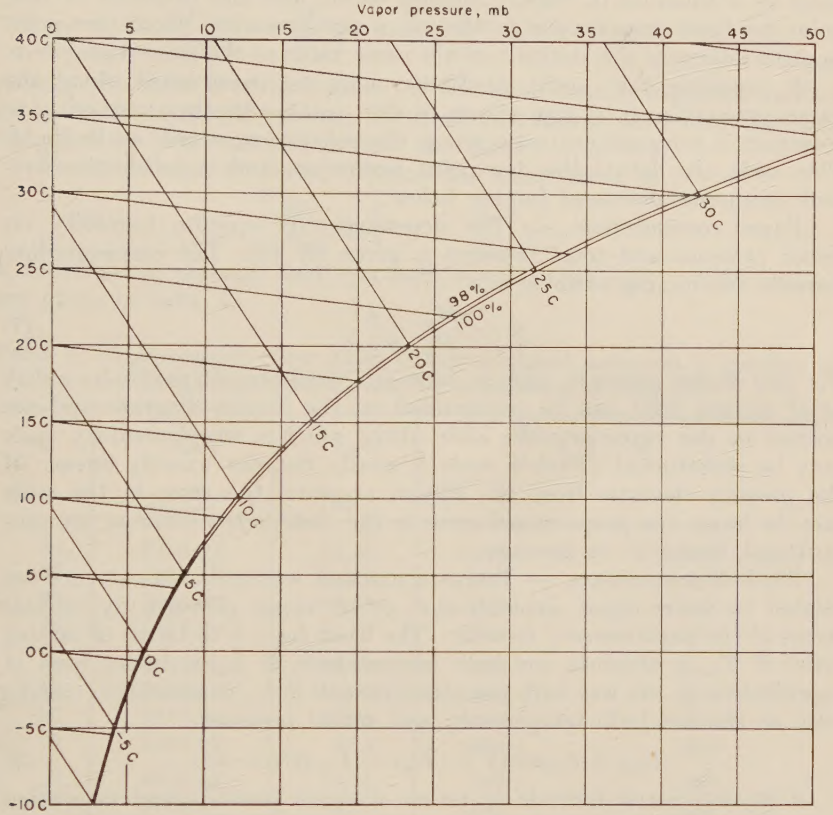

Fig. 1. Taylor diagram with two isopleths of relative humidity and, for pressure of 1000 mb, isotherms of virtual temperature and of wet-bulb temperature. The scale at the left applies both for temperature and for the family of isotherms of virtual temperature (sloping lines nearly normal to the temperature axis). The scale along the saturation curve (relative humidity 100 per cent) applies both for temperature and for the family of isotherms of wet-bulb temperature (sloping lines).

Other isopleths of relative humidity f may be constructed from the definition $f = e/e_s$, where e_s is the vapor pressure for saturation at the same temperature. Two families of isopleths are possible below 0 C.

The relative humidity over sea water is 1—0,537 S, where S is salinity (SVERDRUP et al. [*38*, p. 115]). Over water of salinity 35 per mille the relative humidity is therefore 98,12 per cent. An isopleth for relative humidity 98,12 per cent or 98 per cent is useful in the study of psychrometric observations made close to the ocean surface.

All these curves are fixed. They depend on the aqueous vapor alone, not on total pressure.

Dew point. — Dew point may be defined as the temperature at which the existing vapor pressure would represent saturation. Therefore dew point is a function of vapor pressure alone, and the isopleths of dew point are fixed lines normal to the vapor-pressure axis. Each dew-point isopleth intersects the isotherm of the same value at the saturation curve.

A supplementary scale, nonlinear, may be constructed along the vapor-pressure axis to give values of dew point. Another method is to construct a temperature scale along the saturation curve, as in fig. 1. This scale also labels the dew-point isotherms, and it labels the wet-bulb isotherms discussed further below.

Vapor concentration. — The dependence of specific humidity on vapor pressure and total pressure is given by (5). The corresponding formula for mixing ratio w is

$$w = \frac{M_w}{M_d} \frac{e}{p - e}. \tag{7}$$

For any chosen pressure, such as 1000 mb, isopleths of specific humidity or of mixing ratio can be constructed on the Taylor diagram and are normal to the vapor-pressure axis, along which a supplementary scale may be constructed. Such a scale is nearly but not exactly linear. If the pressure deviates from the chosen pressure, the error in the scale may be large; the proportional error in the scale is the same as the proportional deviation in pressure.

Wet-bulb temperature. — Temperature and wet-bulb temperature are related to water-vapor concentration or to vapor pressure by various forms of the *psychrometric formula*. The basic form is in terms of mixing ratio: if T_w is absolute wet-bulb temperature, if L_w is latent heat of vaporization at the wet-bulb temperature, and if w_w is saturation mixing ratio at the wet-bulb temperature and actual pressure[1],

$$(c_{pd} + c_{pw} w)(T - T_w) = L_w (w_w - w). \tag{8}$$

A psychrometric formula in terms of vapor pressure and saturation vapor pressure at the wet-bulb temperature, e_w, is obtained by solving (7) and (8). Use of series and neglect of the squares and product of

$$\frac{e_w}{p} \quad \text{and} \quad \left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) c_{pd} \frac{T - T_w}{L_w}$$

in comparison with unity enables the formula to be written

$$e = e_w - \frac{M_d}{M_w} c_{pd} \left[1 - a'' \frac{e_w}{p} - \left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) c_{pd} \frac{T - T_w}{L_w}\right] \frac{T - T_w}{L_w} p, \tag{9}$$

where

$$a'' = 2 - \frac{M_w}{M_d} \frac{c_{pw}}{c_{pd}} = 0{,}85.$$

[1] The ideal psychrometer fulfills the conditions of footnote 1, p. 166, and therefore performs an isenthalpic process, which is expressed by (8).

This formula, apparently new, is suitable when extreme accuracy is required.

For temperatures below 40 C, the greatest possible wet-bulb depression is $T - T_w = 25$ C and the maximum value of the small term is

$$\left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) c_{pd} \frac{T - T_w}{L_w} = 2{,}4 \times 10^{-3};$$

usually this term is much smaller. If the small term is neglected and a'' replaced by unity, (9) becomes identical with the psychrometric formula obtained by WHIPPLE [*40*, p. 309] (cf. BRUNT [*9*, p. 87]).

The *psychrometric factor*, without the small term, is

$$\frac{M_d}{M_w} c_{pd} \left(1 - a'' \frac{e_w}{p}\right) \frac{1}{L_w},$$

a function of pressure and wet-bulb temperature only. Some values are given in table 1.

Table 1. *Psychrometric factor (with respect to liquid water) as a function of wet-bulb temperature t_w and for a pressure of 1000 mb.*

t_w	L_w	e_w	$\frac{M_d}{M_w} c_{pd} \left(1 - a'' \frac{e_w}{p}\right) \frac{1}{L_w}$	
C	$j_{abs}\ g^{-1}$	mb	C^{-1}	F^{-1}
40	2406,22	73,86	$0{,}629 \times 10^{-3}$	$0{,}349 \times 10^{-3}$
35	2418,14	56,30	,636	,353
30	2430,03	42,48	,641	,356
25	2441,86	31,70	,644	,358
20	2453,68	23,40	,645	,358
15	2465,46	17,06	,646	,359
10	2477,21	12,28	,645	,358
5	2488,93	8,72	,644	,358
0	2500,65	6,11	,643	,357
— 5	2512,4	4,22	,641	,356
— 10	2524,1	2,87	,638	,355

The values of latent heat of vaporization for 0—40 C are from OSBORNE et al. [*32*, table 13, cf. p. 227]; those for — 5 C and — 10 C result from extrapolation (cf. HOLMBOE et al., [*2*, p. 48]. The values of vapor pressure for 0—40 C are from table 79 of *Smithsonian meteorological tables*; those for — 5 C and — 10 C are from HARRISON [*19*]. The constants appear in section 8.

Wet-bulb isotherms on the Taylor diagram, if the small term is again neglected, are straight lines, each having reciprocal slope

$$\left(\frac{de}{dT}\right)_{p,\ T_w} = -\frac{M_d}{M_w} c_{pd} \left(1 - a'' \frac{e_w}{p}\right) \frac{p}{L_w}. \tag{10}$$

Each wet-bulb isotherm intersects the isotherm of the same value at the saturation curve.

The wet-bulb isotherms in fig. 1 are for a pressure of 1000 mb. It may be noted that the error due to a deviation of pressure from the chosen pressure is proportional both to the pressure deviation and to the wet-bulb depression; slight deviations of pressure are therefore not significant unless the wet-bulb depression is large.

Wet-bulb temperature is conservative for isobaric, adiabatic condensation or evaporation (strictly, the water temperature must equal the wet-bulb temperature of the air). Such a process therefore appears on the Taylor diagram as a segment of a wet-bulb isotherm. In particular, suppose that, at first, mixing without condensation results in supersaturation, the mixture being represented on the diagram by a point to the right of the saturation curve. Next, suppose there is sufficient condensation to attain saturation; for this process the point on the diagram moves along a wet-bulb isotherm up to the saturation curve. BRUNT [*8*; *9*, p. 48] explained this path (as BEZOLD [*5*] had explained the corresponding path on the diagram with temperature and specific humidity as coordinates) without noting that it follows a wet-bulb isotherm.

Equivalent temperature. — If the equivalent temperature at a point in air is defined as the temperature of dry air having the same pressure and wet-bulb temperature (NORMAND [*31*]), (8) yields

$$c_{pd}\, T_e = c_{pd}\, T_w + L_w\, w_w, \tag{11}$$

where T_e is absolute equivalent temperature. By this definition, equivalent temperature is a function of pressure and wet-bulb temperature only, so isotherms of equivalent temperature are parallel to the isotherms of wet-bulb temperature on the Taylor diagram. Each equivalent-temperature isotherm intersects the isotherm of the same value at the temperature axis.

Equivalent temperature (as defined above) is approximately a linear function of *specific enthalpy* and is exactly a linear function of CARRIER and MACKEY'S [*13*] (cf. MONTGOMERY [*29*]) "Σ function", defined as the sum: (a) the enthalpy of unit mass of dry-air component, plus (b) the enthalpy of the accompanying aqueous vapor minus the enthalpy of the same water as liquid at the wet-bulb temperature. From this definition,

$$\Sigma = c_{pd}\,(T - T_0) + [L_w + c_{pw}\,(T - T_w)]\, w, \tag{12}$$

where T_0 is an arbitrary temperature. Solution of (8, 11, 12) yields

$$\Sigma = c_{pd}\,(T_w - T_0) + L_w\, w_w = c_{pd}\,(T_e - T_0). \tag{13}$$

True specific enthalpy, involved directly in expressions for the eddy flux of heat, depends on T_0 not simply as an additive term or as an arbitrary constant. Therefore specific enthalpy cannot be represented uniquely and exactly on the Taylor diagram but can be computed from q, T, and T_0 (MONTGOMERY [*28*], eqs. 24, 25).

Specific volume. — The equation of state for air, regarded as a perfect gas, is

$$\alpha = \frac{R}{M}\,\frac{T}{p}, \tag{14}$$

where α is specific volume, R is the universal gas constant, and M is mean molar mass, given by

$$\frac{1}{M} = \frac{1-q}{M_d} + \frac{q}{M_w}. \tag{15}$$

Elimination of M and q by solving (5, 14, 15) yields

$$\alpha = \frac{R}{M_d}\left(1 - a'\frac{e}{p}\right)^{-1}\frac{T}{p}, \qquad e = \frac{1}{a'}\left(1 - \frac{R}{M_d}\frac{T}{p\alpha}\right)p. \tag{16}$$

Isosteres on the Taylor diagram are straight lines, each having reciprocal slope

$$\left(\frac{de}{dT}\right)_{p,\alpha} = -\frac{1}{a'}\frac{R}{M_d}\frac{1}{\alpha}. \tag{17}$$

The isosteres are parallel to the isopycnals and to the isotherms of virtual temperature. If absolute virtual temperature is represented by T_v, (14) yields

$$\alpha = \frac{R}{M_d}\frac{T_v}{p}. \tag{18}$$

In terms of virtual temperature, (16) and (17) become

$$T_v = \left(1 - a'\frac{e}{p}\right)^{-1}T, \qquad e = \frac{1}{a'}\frac{T_v - T}{T_v}p, \tag{19}$$

$$\left(\frac{de}{dT}\right)_{p,\alpha} = -\frac{1}{a'}\frac{p}{T_v} = -2{,}643\frac{p}{T_v}. \tag{20}$$

Like the equivalent-temperature isotherms, each virtual-temperature isotherm intersects the isotherm of the same value at the temperature axis. For the 0 C-isotherm of virtual temperature at 1000 mb

$$de/dT = -9{,}68 \text{ mb C}^{-1}.$$

Isentropic condensation pressure and temperature[1]. — Isobars of isentropic condensation pressure and isotherms of isentropic condensation temperature can be constructed for a chosen pressure. Both families consist of curved lines. The isobar of isentropic condensation pressure which has the same value as the chosen pressure coincides with the saturation curve.

In summary, (a) the saturation curve and the isopleths of relative humidity form a family of curved lines. (b) Dew point and (c) vapor concentration form families of straight lines normal to the axis of vapor pressure. (d) Wet-bulb temperature and (e) equivalent temperature form two parallel families of nearly straight, nearly parallel, sloping lines. (f) Isosteres (and isotherms of virtual temperature) are straight, sloping lines. (g) Isobars of isentropic condensation pressure and (h) isotherms of isentropic condensation temperature are curved.

[1] The terms *isentropic condensation pressure* and *isentropic condensation temperature* were introduced by Byers [*10*] and are discussed in a book by Byers [*11*] pp. 156—157.

The relation between various temperatures corresponding to a point on the diagram is shown in fig. 2.

When the coordinates of the Taylor diagram are temperature and vapor pressure, (a) the saturation curves and the isopleths of relative humidity and (b) the isopleths of dew point are fixed. The isopleths of c—h

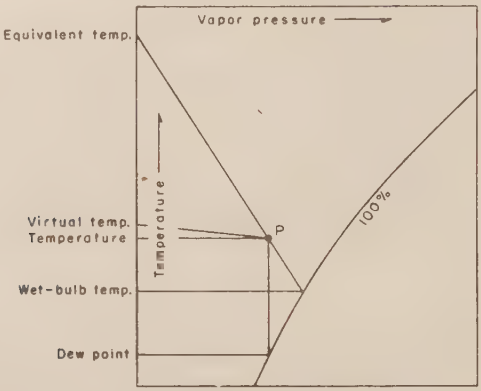

Fig. 2. Taylor diagram showing how each of several fictitious temperatures of the air represented by a point P may be read from the temperature scale. As an aid in reading temperature, wet-bulb temperature, and dew point, the temperature scale may be marked along the saturation curve also.

depend on the pressure for which the diagram is constructed. The error in the wet-bulb isotherms, however, is very small near the saturation curve when the pressure deviation is small.

4. Potential temperature against potential vapor pressure.

If the Taylor diagram is used with a group of observations all at the same or nearly the same pressure, as, for instance, with observations no more than two or three meters above the sea surface, temperature and vapor pressure are suitable coordinates. Observations at different pressures, for instance, a vertical sounding many meters in extent, can be usefully represented on the Taylor diagram if the coordinates are designated to be potential temperature and potential vapor pressure.

Potential vapor pressure was introduced by CRAIG [*14*, p. 9] and has been discussed by ARAKAWA [*2*]. Just as the *potential temperature* at any point is the temperature that would result if the substance at the point were changed isentropically to standard pressure, the *potential vapor pressure* at a point in air is the vapor pressure that would result if the air were changed isentropically to standard pressure. Both quantities are conservative for isentropic changes without change in composition.

The pressure for which the isopleths of the pressure-dependent quantities (c—h) are constructed must be the same as the standard pressure. The families of isopleths and their values are then the same for

both sets of coordinates, although the quantity represented by each family may be different for the two sets, as explained below.

Mixing. — When two samples having different absolute potential temperatures ϑ_1 and ϑ_2 and different compositions are mixed, the mixture's absolute potential temperature ϑ depends, although to a small extent only, on the pressure at which the samples are mixed. This effect is evaluated on the assumption that the substances are perfect gases.

The temperatures of the samples are given by

$$\left.\begin{aligned} \frac{T_1}{\vartheta_1} &= \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\varkappa(1)}, \quad \varkappa(1) \equiv \frac{R}{M_1 c_{p1}} \\ \frac{T_2}{\vartheta_2} &= \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\varkappa(2)}, \quad \varkappa(2) = \frac{R}{M_2 c_{p2}}, \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

where p_0 is the standard pressure and M_1, M_2 are the mean molar masses and c_{p1}, c_{p2} the specific heats of the two samples. The temperature of the mixture is given in terms of T_1 and T_2 by (4). Finally the potential temperature of the mixture is given by

$$\frac{T}{\vartheta} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\varkappa}, \quad \varkappa \equiv \frac{R}{M c_p}, \tag{22}$$

where M is the mean molar mass and c_p the specific heat of the mixture. It follows from (15) and

$$c_p = c_{p\,d}\,(1 - q) + c_{p\,w}\,q \tag{23}$$

that to a good approximation

$$\varkappa = \frac{R}{M_d c_{pd}}\left[1 - \left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) q\right]; \tag{24}$$

$\varkappa(1)$ is the same function of q_1 and $\varkappa(2)$ of q_2. The solution of (2, 4, 21, 22, 24) to eliminate q, T, T_1, T_2, $\varkappa$, $\varkappa(1)$, $\varkappa(2)$ yields to a good approximation

$$\left.\begin{aligned} \vartheta &= P_1\vartheta_1 + P_2\vartheta_2 + \delta\vartheta \\ \frac{\delta\vartheta}{\vartheta_2 - \vartheta_1} &= \left(a - a''' \ln\frac{p}{p_0}\right) P_1 P_2 (q_2 - q_1), \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

where

$$a''' \equiv \frac{R}{M_d c_{pd}}\left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) = 0{,}067.$$

As an example suppose $p/p_0 = 0{,}37$. The result is that

$$-a''' \ln p/p_0 = 0{,}067,$$

which is less than a tenth as large as a. It follows that $\delta\vartheta$, like the δT examined in section 2, is ordinarily insignificant.

The property of mixtures is therefore almost exactly valid for any pressures of the two samples, of the mixing, and of the mixture, if there is no change of phase.

Relative humidity. — The saturation curves and the isopleths of relative humidity are correct for air at the standard pressure only. (At any pressure they represent "potential relative humidity".)

Dew point. — The dew-point isotherms are valid for air at the standard pressure only. Regardless of pressure, however, the same family of isotherms represents *potential dew point* (cf. PETTERSSEN [*34*], p. 22), defined as the dew point that the air would attain if brought isentropically to standard pressure. Like dew point and vapor pressure, potential dew point and potential vapor pressure are the same function of each other as temperature and vapor pressure for saturation.

Vapor concentration. — The specific-humidity and mixing-ratio scales, which are valid at only one pressure on the original diagram, become valid at all pressures.

Wet-bulb temperature. — The wet-bulb isotherms are valid at the standard pressure only. Regardless of pressure, however, the same family of isotherms represents *wet-bulb potential temperature*, defined as the wet-bulb temperature that the air would attain if brought isentropically to standard pressure.

Equivalent temperature. — The equivalent-temperature isotherms also are valid at the standard pressure only. At any pressure they represent *equivalent potential temperature*, defined as the equivalent temperature that the air would attain if brought isentropically to standard pressure. On the equivalent-potential-temperature diagram, or Rossby diagram, the isotherms of equivalent potential temperature are curved, but on the Taylor diagram they are straight.

Specific volume. — The isosteres also are valid at the standard pressure only. At any pressure they represent *potential specific volume*, defined as the specific volume that would result if the substance were changed isentropically to standard pressure.

In the same way, the isopycnals represent *potential density*, and the isotherms of virtual temperature represent *virtual potential temperature* (HARRISON [*18*]; MONTGOMERY and SPILHAUS [*30*, p. 280]).

Isentropic condensation pressure and temperature. — These two families of isopleths become valid for all pressures. It is these two families that are printed in red ink on some Rossby diagrams.

The family of lines for refractive index or potential refractive index has been discussed elsewhere (MONTGOMERY [*26*]), so no explanation is necessary here.

In summary, if the coordinates are potential temperature and potential vapor pressure, (a) the saturation curves and the isopleths of relative humidity are valid for air at the standard pressure only. The isopleths of (b) potential dew point, (c) vapor concentration, (d) wet-bulb potential temperature, (e) equivalent potential temperature, (f) potential specific volume, (g) isentropic condensation pressure, and (h) isentropic condensation temperature are valid for air at any pressure. The isopleths of c—h depend on the standard pressure.

5. Standard pressure for over-water observations.

In work with measurements over the ocean the use of a fixed standard pressure such as 1000 mb is inconvenient, because the resulting potential temperature and other such quantities are not directly comparable with actual values at the interface. For instance, at the interface the water temperature is the same as the air temperature, but these are not the same as the potential temperature of the air for a standard pressure of 1000 mb unless the surface pressure happens to be exactly 1000 mb; there is ordinarily a discrepancy of a degree or two.

Sea-level pressure is a more convenient standard pressure for some purposes. At the interface the resulting value of potential temperature is identically equal to the temperature, and potential vapor pressure equals vapor pressure. If the coordinates of the diagram are designated to be potential temperature and potential vapor pressure referred to sea-level pressure, the saturation curves and the isopleths of relative humidity are correct at the sea surface. The isopleths of potential dew point remain correct in any case. The other families (c—h), which must be constructed for some chosen pressure such as 1000 mb, are incorrect whenever the surface pressure deviates from the chosen pressure. Since sea-level pressure does not deviate greatly from a pressure such as 1000 mb, however, the slopes of the families of isopleths remain nearly correct, and the values of wet-bulb potential temperature remain nearly correct for small depressions of the wet bulb.

When psychrometer readings at known altitudes are available from low-level soundings, a sufficiently accurate value of potential temperature referred to sea-level pressure is calculated by adding to the observed temperature the observed altitude times the lapse rate of temperature in homogeneous air, 0,98 C $(100\ \mathrm{m})^{-1}$.

In the same way, potential vapor pressure may be calculated by adding to the vapor pressure the altitude times the lapse rate of vapor pressure in homogeneous air; this lapse rate is proportional to vapor pressure and inversely proportional to absolute temperature and has the value $0{,}0125\ e\ (100\ \mathrm{m})^{-1}$ at 0 C. An alternative is to calculate potential dew point by adding to the dew point the altitude times the lapse rate of dew point in homogeneous air: this lapse rate varies somewhat with temperature and dew point but near 0 C has the value 0,17 C $(100\ \mathrm{m})^{-1}$. Another alternative is to calculate wet-bulb potential temperature by adding to the observed wet-bulb temperature the altitude times the lapse rate of wet-bulb temperature in homogeneous air; this lapse rate is approximately the same as the saturation adiabatic lapse rate, which is given in a table by Linke [*23*, Tab. 39; *24*, Tab. 82] and in a graph by Brunt [*7*; *9*, p. 66]. These lapse rates are discussed elsewhere[1]. Potential temperature and one of these three quantities serve for plotting the psychrometric observations on the Taylor diagram.

---

[1] *Loc. cit.* (see footnote on p. 164, section 3·6).

6. Some uses of the diagram.

The Taylor diagram has proved to be a useful tool in the manner illustrated by numerous examples in the papers by CRAIG [*14*] and EMMONS [*16*]. These papers are studies of airplane soundings extending from 20 ft to 1000 ft or 1500 ft above the ocean. For each sounding there is a graph of temperature and dew point against altitude and a Taylor diagram of potential temperature against potential vapor pressure, the standard being sea-level pressure.

Another sounding from the same series as those reported by CRAIG is shown on the Taylor diagram in fig. 3. A feature illustrating the

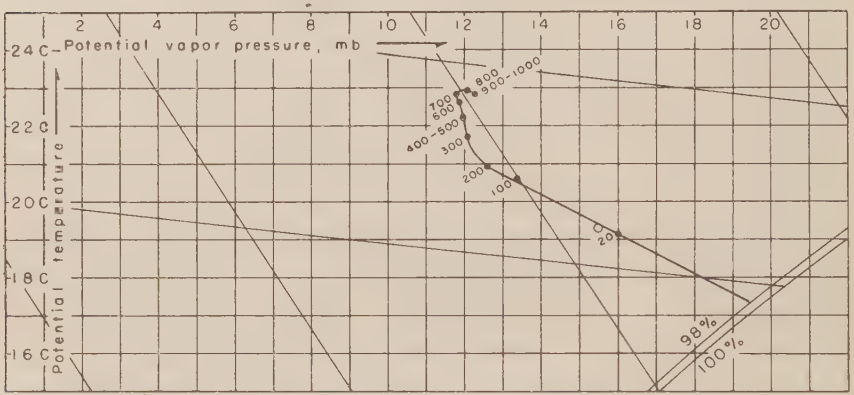

Fig. 3. Over-water airplane sounding (descent) number A 111 at 10 h 00 m (time meridian 60° W) 4 September 1944 at 42° 12′ N, 70° 21′ W, 9 miles NNW of Race Point, Cape Cod, Massachusetts. Surface wind was observed to be NW. Numbers show altitude in feet. Open circle represents the observation at 10 h 30 m at 60 ft on pole at Race Point beach (where wind at 60 ft was W 10 miles per hour and water temperature was 18,5 C).

usefulness of characteristic diagrams is that the air at 60 ft over the beach at Race Point is immediately recognized to be identical with air near 20 ft on the sounding.

The characteristic curve for this sounding has been extrapolated downward and meets the curve for relative humidity 98 per cent at about 17,4 C. In the lowest one or two hundred feet the air appears to be being cooled and moistened by mixing in contact with a salt-water surface at this temperature, because the property of mixtures can explain the temperature and humidity of the air at 20 ft as a mixture of the air at 100 ft and 200 ft with air at such a surface. The surface water temperature, although not measured at the time and place of the sounding, was 17—18 C on the same day 20 miles northwest of the sounding and was 16—17 C three days previous at the place of the sounding. These measurements give a rough corroboration of the water temperature of 17,4 C extrapolated from the sounding.

Water temperatures estimated in this indirect manner have been found to be fairly reliable. Of course, the method is valid only when the vertical distributions of temperature and humidity are controlled primarily by vertical mixing.

When the observations are more complete, the shape of the characteristic curve is a criterion as to whether or not the dominant process is simply the mixing of two fixed types of air. Some soundings (e. g., CRAIG [*14*, figs. 5, 7—10] give straight lines, and the criterion is affirmative. Other soundings give curved lines, which may result from mixing of variable types of air; CRAIG [*14*, fig. 6] shows a curved line due to "shearing stratification", the air at successively higher levels having arrived from different origins, while EMMONS [*16*, fig. 19] shows a curved line due to changing water temperature along the air's trajectory. Curved lines may also result under conditions where radiation is not negligible compared with mixing as a means of changing the air temperature. A study of the effectiveness of heat radiation in the air close to the ocean surface has been made by PANOFSKY [*33*].

Not only soundings but also observations from horizontal flight or observations at a fixed point at short time intervals may usefully be plotted on a Taylor diagram. For instance, rapidly repeated psychrometric observations at a height of 20 ft at the position of the sounding shown in fig. 3 might be expected to scatter within a very eccentric ellipse whose major axis coincides with the characteristic curve of the sounding. The fluctuation would be due to turbulence or wave motion. This fluctuation at a fixed height would point to a specific water temperature, just as the sounding does.

7. Critical slopes of characteristic curve.

On a Taylor diagram with potential temperature and potential vapor pressure as coordinates, the slope of the characteristic curve for a sounding is qualitatively significant in several ways, as illustrated in fig. 4:

1. The eddy flux of sensible heat is upward, zero, or downward according as the lapse rate of potential temperature is positive, zero, or negative. The slope of the isotherms of potential temperature is critical in this respect. Whether the flux of sensible heat to the atmosphere from an underlying interface is positive or negative is therefore determined, radiation neglected, by whether the lapse rate of potential temperature is positive or negative in the air close to the interface.

2. The hydrostatic equilibrium is unstable, neutral, or stable according as the lapse rate of potential specific volume (or virtual potential temperature) is positive, zero, or negative. Although this statement is not exact, it is a very good approximation, because in the atmosphere two samples of air at the same pressure and the same potential specific volume cannot differ in specific volume by more than 0,1 per cent (MONTGOMERY and SPILHAUS [*30*, p. 281]. The critical slope is that of the isosteres of potential specific volume.

3. Approximately, the eddy flux of enthalpy, i. e., the eddy flux of sensible and latent heats combined, is upward, zero, or downward according as the lapse rate of equivalent potential temperature is positive, zero, or negative. The critical slope is that of the isotherms of equivalent potential temperature or of wet-bulb potential temperature. Whether underlying water is losing heat to the atmosphere or gaining heat from it is therefore determined, radiation neglected, by whether the lapse

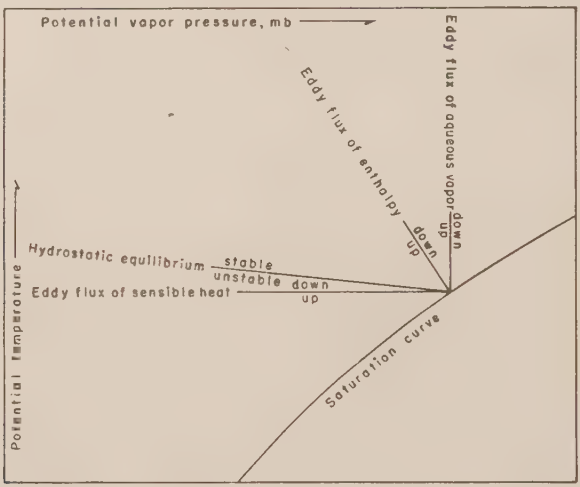

Fig. 4. Taylor diagram showing how the slopes of isotherms of potential temperature, isosteres (isotherms of virtual temperature), isotherms of wet-bulb potential temperature, and isopleths of potential vapor pressure are critical for a characteristic curve. Altitude is assumed to increase with distance from the saturation curve.

rate of equivalent potential temperature is positive or negative in the air close to the interface.

To be exact, the direction of the eddy flux of enthalpy is determined by the sign of the lapse rate of the sum of specific enthalpy and geopotential (MONTGOMERY [28] eq. 23). When pressure and standard pressure are not very different, the determining factor is approximately the lapse rate of an "equivalent potential temperature" (defined as the temperature of dry air, at standard pressure, having the same specific enthalpy as the sample changed isentropically to standard pressure). This lapse rate is in turn approximately the same as the lapse rate of the equivalent potential temperature defined in sections 3 and 4.

4. The eddy flux of aqueous vapor is upward, zero, or downward according as the lapse rate of specific humidity is positive, zero, or negative. The critical slope is that of the isopleths of specific humidity or of potential vapor pressure. Whether there is evaporation or condensation at an underlying surface is determined by whether the lapse rate of specific humidity is positive or negative in the air close to the surface.

Statements 1, 3, and 4 are true when the eddy diffusivity (or eddy conductivity) as defined by RICHARDSON [*35*] is positive. Because of considerations presented by ERTEL, however, there is reason to expect the eddy diffusivity so defined to be negative under some conditions (ERTEL [*17*], BABAUD [*3*], MONTGOMERY [*28*, sections 1, 2]).

As an example of the application of statements 1—4, the slope of the characteristic curve in fig. 3 indicates that the air just above the water is in stable hydrostatic equilibrium, that the air is losing sensible heat to the interface, that the water also is losing heat, and that water is evaporating (i. e., the heat consumed in evaporation is supplied by both the air and the water).

8. Values of physical constants.

For the convenience of those who may construct various isopleths on the Taylor diagram, values of the necessary physical constants are brought together below.

Absolute temperature of the ice point: 273,16 C $\pm$ 0,01 C.

Universal gas constant: $R = (8{,}3144 \pm 0{,}0004)\ 10^7$ erg C^{-1}.

Mean gram-molar mass (mass per gram mole) of dry air:

$$M_d = 28{,}982\ \text{g} \pm 0{,}003\ \text{g}.$$

Gram-molar mass of water: $M_w = 18{,}01600\ \text{g} \pm 0{,}00004\ \text{g}$.

$$\frac{M_d}{M_w} = 1{,}6087, \quad \frac{M_w}{M_d} = 0{,}6216, \quad a' = 1 - \frac{M_w}{M_d} = 0{,}3784.$$

Isobaric specific heat of dry air at 0 C:

$$c_{pd} = (1{,}004 \pm 0{,}001)\ 10^7\ \text{erg g}^{-1}\ \text{C}^{-1}.$$

Poisson constant for dry air: $\varkappa = R/Mc_p = 0{,}286$.

The values above are reproduced from a previous article (MONTGOMERY [*27*]).

The isobaric specific heat of aqueous vapor at 0 C and $p \to 0$ is

$$c_{pw} = (1{,}85 \pm 0{,}01)\ 10^7\ \text{erg g}^{-1}\ \text{C}^{-1},$$

which is the average of two values listed by DORSEY [*15*, p. 95]. Consequently

$$\frac{c_{pw}}{c_{pd}} = 1{,}84, \quad a = \frac{c_{pw}}{c_{pd}} - 1 = 0{,}84, \quad a'' = 2 - \frac{M_w}{M_d}\frac{c_{pw}}{c_{pd}} = 0{,}85,$$

$$a''' = \frac{R}{M_d c_{pd}}\left(\frac{c_{pw}}{c_{pd}} - \frac{M_d}{M_w}\right) = 0{,}067.$$

Acknowledgment. — Professor JEFFRIES WYMAN Jr., of Harvard University, was the first to incorporate isopycnals on the Taylor diagram, and section 7 is the result of discussions with him.

References.

1. Arakawa, H.: A new type of Rossby diagram. Bull. Amer. Meteor. Soc., **21**, 111 (1940).
2. — Potential vapor pressure and its applications. (In Japanese.) J. Meteor. Soc. Japan, 2 ser., **25**, 47—49; English abstract, 11 (1947).
3. Babaud, J.: Sur quelques raisonnements de thermodynamique à propos de la turbulence. La Météorologie, 4 sér., **1946**, 170—176.
4. Beers, N. R.: Meteorological thermodynamics and atmospheric statics. New York, McGraw-Hill Book Co., Handbook of meteorology edited by F. A. Berry, Jr., E. Bollay, Norman R. Beers, **1945**, 313—409.
5. Bezold, W. v.: Zur Thermodynamik der Atmosphaere. Dritte Mitt.: Luftmischung, Wolken- und Niederschlagsbildung. S. B. preuss. Akad. Wiss., **1890**, 355—390. — Translation, "On the thermo-dynamics of the atmosphere. (Third communication)," in "The mechanics of the earth's atmosphere. A collection of translations by Cleveland Abbe", Smithson. Misc. Coll., **34**, art. 10, 257—288 (1891).
6. Bleeker, W.: A diagram for obtaining in a simple manner different humidity elements and its use in daily synoptic work. Bull. Amer. Meteor. Soc., **20**, 325—329 (1939).
7. Brunt, David: The adiabatic lapse-rate for dry and saturated air. Quart. J. R. Meteor. Soc., **59**, 351—360 (1933).
8. — Condensation by mixing. Ibid., **61**, 213—216 (1935).
9. — Physical and dynamical meteorology, 2 edition. Cambridge, University Press (1939).
10. Byers, H. R.: On the thermodynamic interpretation of isentropic charts. Mon. Wea. Rev., **66**, 63—68 (1938).
11. — General meteorology. New York, McGraw-Hill Book Co., 1944.
12. Carrier, W. H.: Rational psychrometric formulae, their relation to the problems of meteorology and of air conditioning. Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs, **33**, 1005—1053 (1911).
13. Carrier, W. H., and C. O. Mackey: A review of existing psychrometric data in relation to practical engineering problems. Ibid., **59**, 33—47 (1937).
14. Craig, R. A.: Measurements of temperature and humidity in the lowest 1000 feet of the atmosphere over Massachusetts Bay. Pap. phys. Ocean. Meteor., Mass. Inst. Tech. & Woods Hole ocean. Instn, **10**, no. 1. (1946)
15. Dorsey, N. E.: Properties of ordinary water-substance in all its phases: water-vapor, water, and all the ices. New York, Reinhold Publishing Corp., American Chemical Society Monograph Series, **81** (1940).
16. Emmons, G.: Vertical distributions of temperature and humidity over the ocean between Nantucket and New Jersey. Pap. phys. Ocean. Meteor., Mass. Inst. Tech. & Woods Hole ocean. Instn, **10**, no. 3 (1947).
17. Ertel, H.: Der vertikale Turbulenz-Wärmestrom in der Atmosphäre. Meteorol. Z., **59**, 250—253 (1942).
18. Harrison, L. P.: A measure of atmosphere stability for the unsaturated state with some applications to weather analysis. Abstract. Bull. Amer. Meteor. Soc., **13**, 223—224 (1932).
19. — Tables (in millibars) of the "pressure of saturated aqueous vapor over water" at temperatures from 0° to — 50° C. Mon. Wea. Rev., **62**, 247—248 (1934).

20. Helland-Hansen, Bj.: Nogen hydrografiske metoder. Forh. skand. naturf. Möte, **1916**, 357—359.
21. Holmboe, J., G. E. Forsythe and W. Gustin: Dynamic meteorology. New York, John Wiley and Sons, 1945.
22. Hutton, J.: The theory of rain. Trans. roy. Soc. Edinburgh, **1**, part II, I, 41—86 (1788).
23. Linke, F.: Meteorologisches Taschenbuch, 1. Ausgabe. Leipzig, Akademische Verlagsges. m. b. H., 1931.
24. — Idem, 4. Ausgabe, 1939.
25. Mollier, R.: Ein neues Diagramm für Dampfluftgemische. Z. Ver. dtsch. Ing., **67**, 869—872 (1923).
26. Montgomery, R. B.: Over-water refraction of 10 cm electromagnetic radiation. Bull. Amer. Meteor. Soc., **28**, 1—8 (1947).
27. — Viscosity and thermal conductivity of air and diffusivity of water vapor in air. J. Meteor., **4**, 193—196 (1947).
28. — Vertical eddy flux of heat in the atmosphere. Ibid., **5**, 265—274 (1948).
29. — Wet-bulb temperature — a correction. Ibid., **6**, 66 (1949).
30. Montgomery, R. B., and A. F. Spilhaus: Examples and outline of certain modifications in upper-air analysis. J. Aero. Sci., **8**, 276—283 (1941).
31. Normand, C. W. B.: Wet-bulb temperatures and the thermodynamics of the air. Mem. Indian meteor. Dep., **23**, part I, 1—22 (1921).
32. Osborne, N. S., H. F. Stimson and D. C. Ginnings: Measurements of heat capacity and heat of vaporization of water in the range 0° to 100° C. J. Res. nat. Bur. Stand., **23**, 197—260 (1939).
33. Panofsky, H. A.: Radiative cooling in the lowest layers of an atmosphere warmer than the ground. J. Meteor., **4**, 35—37 (1947).
34. Petterssen, Sverre: Weather analysis and forecasting, a textbook on synoptic meteorology. New York, McGraw-Hill Book Co., 1940.
35. Richardson, L. F.: Atmospheric stirring measured by precipitation. Proc. roy. Soc. London, ser. A, **96**, 9—18 (1919).
36. Rossby, C. G.: Thermodynamics applied to air mass analysis. Mass. Inst. Tech. meteor. Pap., **1**, no. 3 (1932).
37. Smithsonian Institution: Smithsonian meteorological tables, 5 edition. Smithson. Misc. Coll., **86** (1931).
38. Sverdrup, H. U., M. W. Johnson and R. H. Fleming: The oceans, their physics, chemistry, and general biology. New York, Prentice-Hall, 1942.
39. Taylor, G. I.: The formation of fog and mist. Quart. J. R. Meteor. Soc., **43**, 241—268 (1917).
40. Whipple, F. J. W.: The wet-and-dry-bulb hygrometer: the relation to theory of the experimental researches of Awbery and Griffiths. Proc. Phys. Soc., London, **45**, 307—319 (1933).

551.524.7 : 551.510.52

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Das mittlere meridionale Temperaturprofil in der Troposphäre als Effekt von vertikalen und horizontalen Austauschvorgängen und Kondensationswärme.

Von

F. Defant.

Mit 4 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Siehe Abschnitt V.

Summary. A theoretical account is given for the mean meridional temperature profile in the troposphere (up to 11 km) by the aid of the theorem of turbulent heat conduction introducing the vertical and horizontal coefficients of exchange (Austausch) which show a different order of magnitude. It is necessary, however, to take into consideration the heat of condensation, liberated by condensation of the mean yearly precipitation on the earth and thereby supplied to the troposphere in the different latitudes, in order to obtain a theoretical solution capable of completely explaining the mean meridional temperature profile deduced from former observations in the free atmosphere. The mean temperature distribution on ground has been assumed to be known as it is established by the radiation balance of the ground showing the determined and wellknown zonal distribution. Furthermore, some noticeable details resulting from the theory and concerning the vertical structure of temperature in the troposphere and its state of equilibrium are derived. It is made clear how a temperature gradient $< 1^\circ$ C/100 m comes about. Thus the mean meridional temperature profile is shown to be a determined state of equilibrium between vertical and horizontal exchange (Austausch) phenomena and processes of condensation taking place in the troposphere. These latter ones being confined to a certain layer of the lower atmosphere are of essential importance for the upper limitation of the troposphere.

Résumé. On donne une explication théorique du profil méridien moyen de température dans la troposphère (jusqu'à 11 km.) en s'appuyant sur le théorème de la conductibilité turbulente et en introduisant les coefficients d'échange turbulent dont l'ordre de grandeur n'est pas le même dans la verticale et dans l'horizontale. Il faut tenir compte de la chaleur de condensation libérée par les précipitations annuelles moyennes et qui est fournie

à la troposphère aux différentes latitudes; alors seulement on arrive à une solution en accord complet avec le profil méridien de température, tel que le fournissent les observations aérologiques. On a considérée comme connue la distribution moyenne de la température au niveau du sol, celle-ci étant déterminée par le bilan radiatif du sol et présentant la répartition zonale bien connue. On expose ensuite quelques particularités résultant de la théorie et concernant la structure thermique verticale de la troposphère et son équilibre, ainsi que l'établissement d'un gradient inférieur à un degré par cent mètres. Le profil méridien moyen de température apparaît alors comme le résultat d'un équilibre entre les processus d'échange turbulent verticaux et horizontaux et des phénomènes de condensation se produisant dans la troposphère. Le fait que ces derniers sont limités à une certaine couche basse de l'atmosphère est une des raisons pour lesquelles la troposphère présente une limite supérieure.

I. Einleitung.

Aus dem reichen vorliegenden Beobachtungsmaterial gewinnt man ein mittleres Bild des Temperaturfeldes der Luft in Meeresniveau, dessen Grundzug die regelmäßige zonale Temperaturverteilung darstellt und dessen Abweichungen von diesem Zustand letzten Endes alle auf die unterschiedliche thermische Einwirkung der Verteilung von Land und Meer zurückzuführen sind.

Diese Temperaturunterschiede in den verschiedenen Breitenzonen der Erde erklären sich in der Hauptsache durch die verschiedene Einstrahlung, die bei wechselndem Sonnenstande mehr oder weniger intensiv einwirkt. Von den 100 im Mittel der Erdoberfläche zugestrahlten Einheiten an Sonnenenergie erhält der Äquator 122, also einen Überschuß, die Pole dagegen nur 51. Das sich dadurch an der Erdoberfläche einstellende permanente Temperaturgefälle von den niederen gegen die hohen Breiten ergibt sich aus Berechnungen auf Grund der unterschiedlichen zonalen Einwirkung der Sonnenstrahlung meist als zu groß und nur die ausgleichende Wirkung der meridionalen Advektion bewirkt das relativ sehr ausgeglichene Gefälle Äquator-Pol.

Orientiert man sich in allen einschlägigen Werken über die vertikale Verteilung der Temperatur der Erdatmosphäre, so muß man erkennen, daß der Verlauf der Isothermen mangels eines ausreichenden Beobachtungsmaterials schon weniger gesichert, ja teilweise sogar ungenügend bekannt ist. Jedoch werden die Isothermen in den verschiedenen Höhenniveaus sich gleichfalls den Breitenkreisen angleichen und diese regelmäßige zonale Verteilung wird sogar genauer und ausgeglichener, je stärker sich mit wachsender Höhe der störende Einfluß von Land und See verliert. Als Ergebnis der Auswertung der bisher vorliegenden, wenig zahlreichen und inhomogenen Beobachtungen in der freien Atmosphäre liegen die bekannten Meridionalschnitte der Temperatur [*1*] vor, aus denen man die systematische Abnahme der Temperatur mit wachsender Höhe in der Troposphäre entnehmen kann.

Diese systematische Abnahme der Temperatur mit der Höhe wird seit den grundlegenden Arbeiten von W. Schmidt [*2*] und G. I. Taylor [*3*]

in der Hauptsache der sogenannten dynamischen Konvektion oder Turbulenzkonvektion oder auch Scheinleitung zugeschrieben, die mit dem Sammelausdruck Austausch bezeichnet durch ungeordnete Strömungen die Durchmischung der Luft besorgt.

Es entspricht den bisher allgemein anerkannten Anschauungen, daß der turbulente Wärmeaustausch eine adiabatische Temperaturverteilung in der Vertikalen herzustellen bestrebt ist und sich im Falle totaler Durchmischung einer völlig trockenen Luftsäule über der Einheitsfläche des Erdbodens eine vertikale Temperaturabnahme von rund 1° C/100 m einstellen wird. Im Falle einer gesättigt feuchten Atmosphäre tritt aber ein feuchtadiabatischer Temperaturgradient kleiner als 1° C/100 m in Erscheinung.

So ist also das Auftreten von Wärme- und Kältequellen, Konvektionsströmungen oder Strahlungsprozessen notwendig, damit sich ein von der Isothermie abweichender Temperaturgradient einstellt und sich speziell bei anhaltenden adiabatischen Konvektionsströmungen der trockenadiabatische Gradient $\gamma = 0{,}979°$ C/100 m $\sim 1°$ C/100 m ergibt, ein Zustand, der auch konvektives Gleichgewicht genannt wird.

Die mittlere geometrische Abnahme der Temperatur in den unteren Kilometern der Atmosphäre ergibt sich aus den Beobachtungen im Mittel zu etwa 0,6° C/100 m, also ein Zustand, der die Mitte zwischen trocken-konvektivem und feucht-konvektivem Gleichgewicht hält. Die Kondensationsvorgänge innerhalb der Troposphäre lassen diese Verhältnisse verständlich erscheinen.

H. Ertel [4] führte in seinen Problemen der dynamischen Meteorologie noch im Jahre 1938 aus, daß eine in jeder Hinsicht den Verlauf der geometrischen Zustandskurve der Temperatur der Troposphäre für die unterschiedlichen Breiten befriedigend erklärende Theorie noch aussteht. Auch alle übrigen einschlägigen Werke lassen diese Frage fast völlig offen. Zur Klärung dieser Frage ist aber notwendig, nicht nur den vertikalen Austausch in einer Einheitssäule zu betrachten, sondern auch den durch A. Defant [5] aufgezeigten Einfluß des horizontalen bzw. meridionalen Austausches in Rechnung zu stellen, dessen Größe in keiner Hinsicht ein bei der Klärung der Temperaturverteilung in der Troposphäre zu vernachlässigender Faktor ist.

Der mittlere Zustand der troposphärischen Temperaturverteilung muß sich durch den horizontalen und vertikalen Austausch im Zusammenwirken mit den Kondensationsvorgängen und dem im Mittel aus dem Strahlungsgleichgewicht resultierenden Temperaturzustand an der Erdoberfläche erklären lassen. Der Untersuchung dieser Frage sei die vorliegende Arbeit gewidmet.

II. Theorie.

Wir bezeichnen mit Θ die potentielle Temperatur, mit c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, mit λ die geographische Länge, mit ϑ die Poldistanz ($\vartheta = 90° - \varphi$), mit a den Erdradius und mit A_z und A_ϑ (gr cm^{-1} sec^{-1}) den vertikalen bzw. horizontal-meridionalen Wärmeaustausch.

Betrachten wir ein beliebig kleines Volumelement von der Höhe dz, der meridionalen Länge $a \cdot d\vartheta$, der breitenparallelen Länge $a \cdot \sin\vartheta \cdot d\lambda$ und der Dichte der Luft ϱ, so erhält man als Wärmegewinn des Luftvolumens (Wärmeeinnahme minus Wärmeabgabe) in vertikaler Richtung

$$\text{Wärmegewinn (vertikal)} = + c_p \cdot A_z \frac{d^2\Theta}{dz^2} \cdot dz \cdot a^2 \sin\vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\lambda. \quad (1)$$

Dividiert man durch das Gesamtvolumen $a^2 \sin\vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\lambda \cdot dz$, so erhält man den Wärmegewinn pro Volumeinheit, und dividiert man weiter durch $c_p \cdot \varrho$, so ergibt sich als

$$\text{Temperaturzunahme der potentiellen Temperatur (vertikal) pro Masseneinheit in der kleinen Zeit } dt = + \frac{A_z}{\varrho} \cdot \frac{d^2\Theta}{dz^2} \quad (2)$$

Dementsprechend ergibt sich als

$$\text{Temperaturzunahme der potentiellen Temperatur (meridional) pro Masseneinheit} = + \frac{A_\vartheta}{\varrho} \cdot \frac{1}{a^2 \sin\vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta \frac{\partial\Theta}{\partial\vartheta}\right) \quad (3)$$

Bezeichnen wir die Wärmezufuhr, die das gleiche Luftvolumen durch freiwerdende Kondensationswärme erhält, mit Q, so ergibt sich als

$$\text{Temperaturzunahme durch Kondensationswärme pro Masseneinheit} = + \frac{Q}{c_p \cdot \varrho}. \quad (4)$$

Betrachten wir nur die mittleren Verhältnisse in meridionaler Richtung, so können wir die zonalen Wärmeverschiebungen unberücksichtigt lassen. Im stationären Zustand müssen aber die Temperaturzunahmen durch vertikalen und horizontalen Austausch vermehrt um die Temperaturzunahme durch zugeführte Kondensationswärme den Wert Null ergeben und es folgt aus den Gleichungen (2), (3) und (4) mit der Festsetzung $\frac{1}{a^2} \cdot \frac{A_\vartheta}{A_z} = \nu$ die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial z^2} + \nu \cdot \frac{1}{\sin\vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta \frac{\partial\Theta}{\partial\vartheta}\right) + \frac{Q}{c_p A_z} = 0. \quad (5)$$

Wie später gezeigt wird (S. 199), ist eine bis 8 km Höhe reichende und die tatsächlichen Verhältnisse annähernd erfüllende Annahme der Wärmezufuhr durch die freiwerdende Kondensationswärme Q in der Form

$$Q = m + n(n+1) \cdot [u + v \cdot z] \cdot P_n \quad (6)$$

anzusetzen, worin n alle ganzen Zahlen von 1 bis ∞ durchlaufen kann, m, u und v noch festzulegende freie konstante Werte sind und P_n die zonalen Kugelfunktionen bedeuten. Diese Annahme wurde deshalb gemacht, weil eine Lösung der Differentialgleichung (5) für eine beliebige Wahl der meridionalen Verteilung von Q stets auf Kugelfunktionen

führen muß. Die Einführung der Kugelfunktionen erweist sich bei diesem Problem außerdem als unbedingt erforderlich, da die Konvergenz der Meridiane auf der Erde für die Wärmetransporte in meridionaler Richtung von nicht zu ignorierendem Einfluß ist: hingegen ist die Divergenz der Erdradien bei Kleinheit der Troposphärenhöhe gegenüber dem Erdradius vernachlässigbar. Wie sich später herausstellt, kommen nur die Kugelfunktionen P_2, P_4 und P_6 vor.[1]

Als Lösung der Differentialgleichung (5) setzen wir in allgemeinster Form an

$$\Theta = \Psi(z) \cdot \Phi(\vartheta) + F(z) + G(z, \vartheta) \cdot \frac{1}{\nu \cdot c_p \cdot A_z}, \tag{7}$$

worin Ψ, Φ, F, G noch frei zu bestimmende Funktionen von z und ϑ sind. Setzt man diese Lösung (7) in Gleichung (5) ein, so ergibt sich eine Gleichung, die sich in drei Teilgleichungen aufspalten läßt, die jede für sich gleich Null sein müssen und zur Bestimmung von Ψ, Φ, F und G ausreichen.

Sie lauten

$$\Phi \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\nu}{\sin \vartheta} \cdot \Psi \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right) = 0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{m}{c_p \cdot A_z} = 0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + \frac{1}{\sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial G}{\partial \vartheta} \right) + n(n+1)[u + v \cdot z] \cdot P_n = 0. \tag{10}$$

Eine Trennung der Veränderlichen Ψ und Φ der Gleichung (8) führt zu

$$\frac{1}{\Psi} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{\nu}{\sin \vartheta} \cdot \frac{1}{\Phi} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right) = C. \tag{11}$$

worin C eine freie Konstante ist.

Man erkennt sofort, daß der erste Teil der Gleichung (11) zur Bestimmung von Ψ in der Form

$$\Psi = N \cdot e^{-\alpha \cdot z} \tag{12}$$

und zur Festlegung von $C = \alpha^2$ führt.

Damit ergibt sich für den zweiten Teil der Gleichung (11) der Ausdruck

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{\alpha^2}{\nu} \cdot \Phi = 0. \tag{13}$$

Setzen wir $\frac{\alpha^2}{\nu} = n(n+1)$, so ist $\Phi = P_n$, d. h. eine zonale Kugelfunktion gemäß (6), wobei wieder $n = 1, 2, 3 \ldots$ bis ∞ ist.

Damit lautet der aus Gleichung (8) sich ergebende erste Teil der Lösung

$$\Theta = M + \sum_n N_n \cdot e^{-\alpha_n z} \cdot P_n. \tag{14}$$

[1] Die graphische Darstellung dieser Funktionen findet man z. B. in JAHNKE-EMDE, Funktionentafeln, 3. Aufl., Fig. 65, S. 121.

M ist dabei ein mittlerer Grundwert der potentiellen Temperatur. Aus Gleichung (9) erhält man

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\int_0^z \frac{m}{c_p A_z} \cdot dz + \gamma. \tag{15}$$

Die Größe γ (trockenadiabatischer Temperaturgradient) muß hinzugenommen werden, um F im potentieller Temperatur auszudrücken. Die Berechnung des Integrals ist nur möglich, wenn m als Funktion von z bekannt ist. Bekannt ist lediglich, daß

$$R = \int_0^H m \, dz \tag{15a}$$

ist, wobei R die bei der Kondensation des mittleren Jahresniederschlags der *ganzen* Erde über einem cm² der Erdoberfläche freiwerdende Kondensationswärme ist und H die Höhe bedeutet, bis zu welcher überhaupt Kondensation vorkommt.

Das Integral in Gleichung (15) ist nichts anderes als der feuchtadiabatische Temperaturgradient, der etwas von der Höhe abhängig ist und im Mittel bekanntlich rund $-0{,}6°/100$ m ist. Dieser *mittlere* Gradient läßt sich aus Gleichung (15) berechnen, wenn man über m eine plausible Annahme macht. m ist die in einem cm³ der Troposphäre in der Zeiteinheit durch Kondensation des Wasserdampfes freiwerdende Wärme. Die Abnahme der Menge des kondensierten Wasserdampfes mit der Höhe läßt sich wohl angenähert als proportional der Abnahme des Wasserdampfgehaltes setzen, so daß man für m entsprechend der Hannschen Formel

$$m(z) = m_0 \cdot 10^{-\frac{H}{6300} \cdot \frac{z}{H}} = m_0 \cdot e^{-\frac{H}{2736} \cdot \frac{z}{H}} \tag{15b}$$

setzen kann. Diese Annahme ist für die bodennahen Schichten nicht ganz zutreffend, denn die Menge des kondensierten Wasserdampfes dürfte in etwa 2—3 km Höhe ein Maximum erreichen und von dort dann mit der Höhe abnehmen. Es ließe sich auch dieser Umstand berücksichtigen, aber wir wollen uns mit dieser vereinfachten Annahme begnügen.

Wählt man für H. entsprechend späteren Überlegungen, 11390 m, dann wird

$$\frac{H}{2736} = 4{,}16$$

und es ergibt die Formel (15) den Ausdruck

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{m_0}{c_p A_z} \cdot \frac{H}{4.16}\left(1 - e^{-4{,}16\frac{z}{H}}\right) + \gamma. \tag{15c}$$

Der Mittelwert des Klammerausdruckes bis zur Höhe H ist $\frac{3{,}16}{4.16}$, anderseits erhält man nach Formel (15a) $R = \frac{m_0 \cdot H}{4.16}$, beides unter Vernachlässigung sehr kleiner Größen.

Damit wird die mittlere Temperaturabnahme

$$\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_{\text{Mittel}} = -\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{R}{c_p A_z} + \gamma \qquad \text{mit } \varepsilon = 1{,}32. \tag{15d}$$

Andere Annahmen über die vertikale Verteilung von $m(z)$ ergeben die ganz gleiche Formel, wobei ε zwischen 1 und 2 schwankt. ε scheint der obigen Zahl 1,32 tatsächlich stets sehr nahe zu kommen.

Die Lösung der Gleichung (15) ergibt sich somit zu

$$F = \left(\gamma - \frac{1}{\varepsilon} \frac{R}{c_p A_z}\right) \cdot z. \tag{16}$$

Als Lösungsansatz der Gleichung (10) schreiben wir schließlich

$$G = (u + v\, z) \cdot P_n \quad \text{oder} \quad \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = 0. \tag{17}$$

Setzt man diese Lösung in Gleichung (10) ein, so wird

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\sin \vartheta \frac{\partial P_n}{\partial \vartheta}\right) + n\,(n+1) \cdot P_n = 0 \tag{18}$$

und man erkennt wieder, daß die Gleichung (18) gemäß (6) erfüllt ist und damit die Gleichung (17) eine Lösung von Gleichung (18) ist, wenn P_n eine zonale Kugelfunktion ist.

Zusammengefaßt stellen dann die Gleichungen (14), (16) und (18) die Gesamtlösung der Differentialgleichung (5) dar. Sie lautet:

$$\Theta = M + \left(\gamma - \frac{R}{c_p A_z}\right) z + \sum_n \left\{N_n \cdot e^{-\alpha_n \cdot z} + \frac{a^2}{c_p A_\vartheta}(u + v \cdot z)\right\} \cdot P_n, \tag{19}$$

wobei α_n durch die Beziehung

$$\alpha_n{}^2 = n\,(n+1)\,\nu = n\,(n+1) \cdot \frac{A_\vartheta}{A_z}$$

festgelegt ist und der Ausdruck $\frac{a^2}{c_p A_\vartheta}$ auch gleich $\frac{n\,(n+1)}{\alpha_n{}^2 c_p A_z}$ ist. Die Lösung besagt, daß von den mittleren Werten M der potentiellen Temperatur am Erdboden an die potentielle Temperatur in der Troposphäre eine Zunahme gemäß der Größe $\left(\gamma - \frac{R}{c_p A_z}\right)$ mit der Höhe z aufweist, die einerseits von der freiwerdenden Kondensationswärme R des mittleren Jahresniederschlags über 1 cm² Boden, anderseits vom vertikalen Wärmeaustausch A_z abhängig ist. Der Klammerausdruck zeigt hingegen die Breitenabhängigkeit der potentiellen Temperatur einerseits von der Intensität des vertikalen und horizontalen Austausches, anderseits von der breitenmäßig veränderlichen Größe der der Atmosphäre zukommenden Kondensationswärme. Die erste Abhängigkeit, die sich in der e-Potenz äußert, ist nur in charakteristischer Weise vom Verhältnis $\frac{A_\vartheta}{A_z}$ abhängig, also vom Intensitätsverhältnis der horizontalen zu den vertikalen Vermischungsvorgängen, während die zweite Ab-

hängigkeit, die aus der Kondensation resultiert, nur A_ϑ, also den meridionalen Austausch, enthält. Durch die Lösung (19) ist das mittlere meridionale Temperaturprofil der Troposphäre durch die vertikalen und horizontalen Austauschprozesse und durch die Kondensationsvorgänge innerhalb der Troposphäre festgelegt, wenn die meridionale Verteilung der Temperatur an der Erdoberfläche gegeben ist. Diese aber ist in erster Linie eine Wirkung der Ein- und Ausstrahlungsverhältnisse am Erdboden und wird im Mittel einem Strahlungsgleichgewicht entsprechen. In der freien Atmosphäre innerhalb der Troposphäre dürften die Wärmemengen, die durch die Absorption der Sonnenstrahlung der Luft zugeführt werden, gegenüber den oben erwähnten Wärmequellen völlig zurücktreten.

III. Beobachtungstatsachen.

Die neuesten und genauesten Unterlagen für den mittleren Temperaturzustand in der freien Atmosphäre sind zur Zeit wohl dem Meridianschnitt der Temperaturverteilung von E. Palmén [7] zu entnehmen, der zuerst von K. R. Ramanathan [8] gezeichnet und später von A. Wagner [9] und Palmén etwas verbessert abgeändert wurde.

Entnimmt man diesem Meridianschnitt die Temperaturen für die km-Abstände in vertikaler Richtung und mittelt zwischen Januar und Juli, so lassen sich diese Temperaturwerte unter Zugrundelegung der derzeit besten mittleren Luftdruckwerte im Meridianschnitt von A. Wagner [10] und den Umrechnungsfaktoren, die der Tab. 32, S. 279, des Meteorologischen Taschenbuches von F. Linke zu entnehmen sind, in potentielle Temperaturen umrechnen. Die so ermittelten Werte gibt Tab. 1 wieder.

Tabelle 1. *Potentielle Temperaturen im Meridianschnitt der Nordhalbkugel im Jahresmittel.*

z (km)	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90° Br.
0	302,8	302,6	300,1	295,5	290,2	283,8	276,2	268,6	261,9	259,9
1	304,8	304,2	301,9	299,2	293,5	288,3	282,8	276,1	271,8	270,4
2	309,2	307,8	305,6	302,6	298,6	293,9	288,5	283,4	279,8	278,8
3	312,0	311,7	310,0	307,2	301,6	297,5	293,2	289,1	286,2	285,2
4	316,3	316,6	314,4	311,1	306,5	302,4	297,9	292,9	292,0	291,1
5	321,2	320,0	318,0	314,5	310,8	306,4	303,0	300,0	297,4	296,5
6	325,7	324,3	322,0	318,6	315,0	311,0	307,3	304,0	302,2	301,0
7	330,4	329,4	327,0	322,9	319,5	315,0	311,2	307,8	305,6	304,8
8	335,1	333,2	330,8	327,1	322,7	318,4	315,2	312,4	310,0	308,6
9	337,1	335,8	333,8	330,6	327,7	324,7	322,4	320,2	318,4	317,8
10	339,1	338,8	337,0	334,2	332,2	330,6	329,7	328,2	327,2	326,8
12	345,2	345,2	344,1	343,9	345,0	351,2	355,8	357,7	359,6	361,6
14	350,3	353,3	356,7	360,3	371,4	386,5	391,4	392,7	394,0	396,9
16	362,6	367,2	374,6	386,2	407,9	424,7	429,0	429,9	432,8	432,5
18	398,2	400,5	414,4	429,0	449,9	468,3	471,3	469,3	470,4	470,6

Die graphische Darstellung dieses Meridianschnittes der potentiellen Temperatur im Jahresmittel zeigt Abb. 1 bis zu einer Höhe von 18 km.

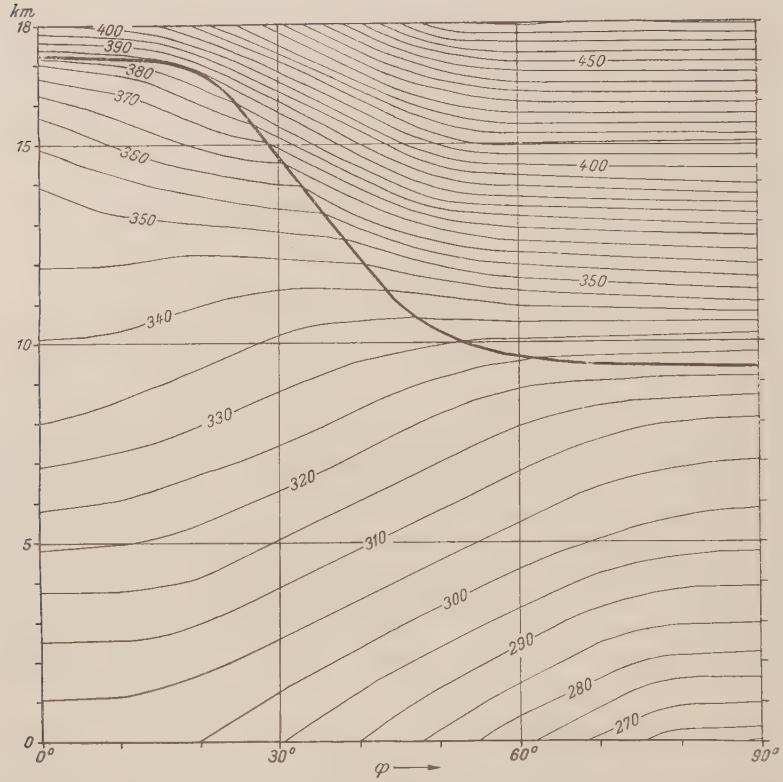

Abb. 1. Meridionalprofil der potentiellen Temperatur im Jahresmittel (dick ausgezogene Linie = Tropopause, Temperaturangabe in Grad abs.).

Unterzieht man nun jede dieser potentiellen Temperaturverteilungen in allen Höhen im km-Abstand von 0 bis 10 km einer Kugelfunktionsanalyse, so findet man, daß die Glieder P_1, P_3 und P_5, also die ungeraden Glieder, keinen Beitrag liefern und daß nur die geraden Glieder P_2, P_4, P_6 usw. auftreten. Die Entwicklung wurde bis zu dem 6. Gliede P_6 in der Form

$$\Theta = M + N_2 \cdot P_2 + N_4 \cdot P_4 + N_6 \cdot P_6 \qquad (20)$$

durchgeführt. Es ergaben sich die in Tab. 2 enthaltenen Zahlenwerte für die Koeffizienten M, N_2, N_4, N_6 für die verschiedenen Höhen von 0 bis 10 km.

Tabelle 2. *Zahlenwerte der Koeffizienten der Kugelfunktionsentwicklung der potentiellen Temperaturverteilung im Meridionalprofil bis 10 km Höhe und Vergleich zwischen den beobachteten und den theoretischen M-Werten.*

km	M	N_2	N_4	N_6	M (Theorie)	M (Theorie) minus M
0	291,57	— 25,37	— 4,62	— 1,66	291,55	— 0,02
1	295,76	— 20,94	— 3,85	— 0,58	295,81	+ 0,05
2	300,07	— 18,98	— 1,42	— 0,87	300,06	— 0,01
3	304,35	— 17,45	— 2,21	+ 0,51	304,33	— 0,02
4	308,59	— 16,76	— 1,23	+ 0,50	308,58	— 0,01
5	312,77	— 16,05	+ 0,47	— 0,69	312,85	+ 0,08
6	317,01	— 16,08	+ 0,92	— 0,86	317,09	+ 0,08
7	321,29	— 16,72	+ 1,13	— 0,90	321,37	+ 0,08
8	325,55	— 17,47	+ 1,41	— 1,10	325,63	+ 0,08
9	329,75	— 12,52	+ 1,76	— 1,19	329,89	+ 0,14
10	333,89	— 7,74	+ 1,90	— 1,35	334,12	+ 0,23

Wie man aus Tab. 2 der Koeffizienten entnimmt, zeigt sich, daß der Koeffizient N_2 der zonalen Kugelfunktion $P_2 = \frac{1}{4}(3\cos 2\vartheta + 1)$ weitaus am größten ist, somit schon durch dieses Glied allein die meridionale Temperaturverteilung an der Erdoberfläche in erster Annäherung gut dargestellt ist. Die Größenordnung der anderen beiden Koeffizienten N_4 und N_6 ist kaum $^1/_6$ bzw. $^1/_{20}$ und weniger von N_2, haben somit eher den Charakter von Korrektionsgliedern.

In auffallender Weise ergibt sich, daß die Mittelwerte M für die verschiedenen Höhen in geradezu exakter Weise auf einer geraden Linie liegen, so daß eine lineare Zunahme der potentiellen Temperatur im Mittel für alle Breiten durch die Beobachtungen festgelegt ist. Die Zunahme beträgt 0,43°/100 m. Dies bedeutet, daß die mittlere Temperaturabnahme in der Troposphäre 0,57°/100 m ist. Die sich aus der Theorie ergebenden M-Werte, die ebenfalls in Tab. 2 nach dem senkrechten Doppelstrich angeführt sind, und die Unterschiede gegen die beobachteten M-Werte werden später behandelt.

Diese Beobachtungstatsachen sollen nun mit dem Ergebnis der Theorie verglichen werden, insbesondere soll gezeigt werden, ob die Theorie imstande ist, dieses durch die Beobachtungen gegebene mittlere meridionale Temperaturprofil aus den gegebenen Werten des horizontalen bzw. vertikalen Austausches und der mittleren Niederschlagsmenge auf der Erde zu erklären. Für eine solche rechnerische Auswertung des theoretischen Ergebnisses ist es vorerst nötig, uns über die Größenordnung des horizontal-meridionalen und des vertikalen Wärmeaustausches A_ϑ und A_z zu orientieren.

Sieht man von den bodennahen Schichten (0—100 m) und der sich daran anschließenden Oberschicht bis 1 km ab, in welcher eine langsame Zunahme der vertikalen Austauschgröße A_z die Regel ist, so findet man eine mehr oder weniger ausgeprägte Konstanz von A_z in der freien

Atmosphäre. Im Durchschnitt von 60 Beobachtungen von 7 Freiballonfahrten ergab sich der mittlere Wert

$$A_z = 41 \text{ gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1},$$

welcher Wert aber doch in weiteren Grenzen zu schwanken vermag. Werte zwischen 50 und 100 gr cm^{-1} sec^{-1} sind wohl in der freien Atmosphäre am häufigsten: maximale Werte bis 150 und 200 sind aber durchaus möglich (siehe dazu [*15*]). Tritt zur Wärmeaustauschbewegung in vertikaler Richtung noch die Konvektion hinzu, so sind Werte von 500 bis 1000 keine Seltenheit, in Gewittern und Kaltfronten noch um eine Zehnerpotenz größere Werte. Exner leitete eine empirische Formel für A_z ab, die Ertel theoretisch begründete: danach besteht ein Zusammenhang zwischen der Abhängigkeit von A_z vom vertikalen Temperaturgradienten und der thermischen Feinstruktur der atmosphärischen Schichtung (siehe dazu [*15*]).

Die Berechnung der Größe des horizontalen Austausches geht auf A. Defant zurück. Größenordnungsmäßig liegt dieser meridionale Großaustausch zwischen Werten von 10^7 bis 10^8 gr cm^{-1} sec^{-1}. Von kleinen Werten in den niederen Breiten wächst diese Größe bis zu maximalen Werten in den Breiten 50° bis 70° an, um dann nach den Polen zu wieder Abnahme zu zeigen. Eine gute Meßreihe des Winters 1910 zeigt in den unterschiedlichen Breiten $2{,}5 \times 10^7$ als kleinsten, $5{,}7 \times 10^7$ als größten Wert, aus den Polarjahrmessungen 1932/33 resultiert ein maximaler Wert von $8{,}2 \times 10^7$, für Westeuropa (im Winter 1913/14) erhielt A. Defant den Wert 5×10^7. Auffallend ist die doch größenordnungsmäßig immer wieder aus verschiedensten Betrachtungen sich ergebende näherungsweise Konstanz der A_ϑ-Werte, die als gesichert anzusehen ist, wenn sie innerhalb der Grenzen 10^7 und 10^8 liegt. 5×10^7 scheint wohl der wahrscheinlichste Mittelwert zu sein.

IV. Auswertung der theoretischen Lösung.

Nach dieser Orientierung über A_ϑ und A_z wenden wir uns nun der Betrachtung der meridionalen Verteilung der Niederschläge auf der Erde zu, die wir im folgenden benötigen.

Die mittleren jährlichen Verdunstungsmengen, die besonders Lütgens [*11*], W. Schmidt [*12*] und Wüst [*13*] gemessen und verarbeitet haben, führten G. Wüst zu einem jährlichen Verdunstungswert, der im Mittel bei Gleichgewichtsverhältnissen auf der Erde einer jährlichen Niederschlagshöhe von 78 cm/Jahr entsprechen muß. Dieser Wert ist niedriger als derjenige von 100 cm/Jahr, den W. Meinardus [*14*] berechnet hat. Wir benützen für die weiteren Überlegungen den Wert von Meinardus.

Eine zonale Verteilung der Werte von Meinardus [*14*] für die jährliche Niederschlagshöhe in cm gibt die Abb. 2. Entwickelt man diese Verteilung nach zonalen Kugelfunktionen, so ergibt sich für die Größe von R der Ausdruck

$$\text{Niederschlag} = 100 - 63\, P_2 + 32\, P_4 - 43\, P_6 \text{ cm/Jahr.} \qquad (21)$$

Dieses Niederschlagsmittel für die ganze Erde von 100 cm/Jahr ergibt $3{,}24 \times 10^{-6}$ cm Niederschlag pro Sekunde, welches also die Wassermenge in Gramm darstellt, die 1 cm² der Erdoberfläche pro Sekunde erhält und die in der ganzen Luftsäule der Troposphäre im Mittel zur Kondensation gelangt.

Multipliziert man mit der Verdampfungswärme des Wassers bei der mittleren Temperatur der Troposphäre von $-15°$ C $r = 605$ cal gr^{-1}, so ergibt sich die Wärmemenge R, die bei der Kondensation dieser vorstehend erwähnten Wassermenge frei wird.

Es wird dann

$$R = 1{,}960 \times 10^{-3} \text{ cal/sec cm}^2.$$

Wir wenden uns nun dem ersten Glied der theoretischen Lösung, welches die mittlere vertikale Temperaturverteilung enthält, zu. Man besitzt die Möglichkeit, aus der Beziehung

$$\frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{R}{c_p A_z} = \frac{3{,}24 \times 10^{-6} \times 605}{0{,}2405 \times A_z \times 1{,}32} \text{ [grad/cm]},$$

durch die Wahl der Größe des vertikalen Austausches A_z eine genau vorgegebene vertikale mittlere Zunahme der potentiellen Temperatur festzulegen. Wir wählen

$$A_z = 106{,}3 \text{ gr cm}^{-1} \text{sec}^{-1}. \quad (22)$$

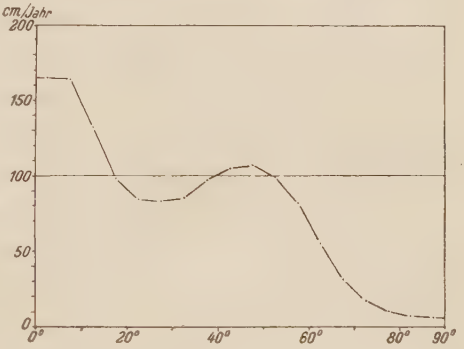

Abb. 2. Mittlere meridionale Jahresniederschlagsverteilung in Millimeter (nach MEINARDUS, reduziert auf den Mittelwert von 78 mm von WÜST).

also in einer Größenordnung, wie sie den vorstehenden Ausführungen für die freie Atmosphäre in ausgezeichneter Weise entspricht, und finden dann mit dieser Forderung

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{R}{c_p A_z} = -5{,}74 \times 10^{-5} \text{ grad/cm oder } 0{,}574°/100 \text{ m}$$

$$\text{oder } \gamma - \frac{1}{\varepsilon} \frac{R}{c_p A_z} = 0{,}426°/100 \text{ m}. \quad (23)$$

Aus den Beobachtungen ergibt die Gerade durch die Mittelwerte M in den einzelnen Höhen denselben Wert 0,426°/100 m potentieller Temperaturzunahme. Man erkennt, daß die Wahl von $A_z = 106{,}3$ gerade geeignet ist, den tatsächlich beobachteten potentiellen Temperaturgradienten mit dem theoretischen Gradienten $\gamma - \frac{1}{\varepsilon} \frac{R}{c_p A_z}$ in absolute Übereinstimmung zu bringen, wie auch die letzte Differenzenkolonne der Tab. 2 aufzeigt. Die vertikale Temperaturabnahme mit der Höhe im Betrage von rund 0,6°/100 m ergibt sich theoretisch als alleinige Wirkung des vertikalen Luftaustausches und der Kondensationsvorgänge in der Troposphäre, wie sie im Mittel auf der ganzen Erde auftreten.

Betrachten wir nun die Wärmezufuhr pro cm² in Abweichung vom Mittelwert m, so ergibt sich für das zweite Glied der Kugelfunktionsentwicklung ($n = 2$) nach der Ansatzgleichung (6) der Wert,

$$Q_2 = + 6\,(u_2 + v_2 \cdot z)\,P_2. \tag{24}$$

Da der Luft in Bodennähe, also für $z = 0$, keine nennenswerte Kondensationswärme zugeführt wird (in Abweichung vom Mittel), ist $u_2 = 0$ zu setzen und die Wärmezufuhr ist

$$Q_2 = + 6\,v_2 \cdot z \cdot P_2. \tag{25}$$

Die totale Wärmezufuhr in der ganzen Troposphäre muß identisch jener Kondensationswärme sein, die durch Kondensation des Niederschlags (in Abweichung vom Mittel) des Gliedes P_2 der Niederschlagsentwicklung in Kugelfunktionen (Gleichung 21) frei wird.

Es ergibt sich demnach

$$\int_{z=0}^{\infty} Q_2 \cdot dz = \text{Kondensationswärme durch Kondensation von } -63 \cdot P_2 \text{ cm Niederschlag pro Jahr über 1 cm}^2. \tag{26}$$

Man kann wohl annehmen, daß die Kondensationswärme bis zu einem Maximum von ca. 8 km zunimmt und dann bis 11,5 km auf den Wert Null abnimmt. Wir wollen dementsprechend die Höhenabhängigkeit der Kondensationswärme in zwei Teile aufspalten, in eine untere Schichte mit Zunahme bis etwa 8 km Höhe und in eine obere Schichte mit Abnahme bis etwa 11,5 km. Diese Annahmen werden durch die späteren Überlegungen gerechtfertigt und auch hinreichend bestätigt. Dabei zeigt es sich, daß von der gesamten Kondensationswärme, welche aus der Kondensation von $-63 \cdot P_2$ cm Niederschlag resultiert, etwa 70% auf die untere Schichte und 30% auf die obere Schichte entfallen.

Betrachten wir zuerst nur die untere Schichte von 0 bis 8 km Höhe, so wird

$$\int_{z=0}^{8 \times 10^5 \text{ cm}} + 6\,v_2 \cdot z \cdot P_2 \cdot dz = + 192\,v_2 \cdot P_2 \times 10^{10}. \tag{27}$$

Die Kondensationswärme von der Kondensation von $-63 \cdot P_2$ cm Niederschlag pro Jahr ergibt

$$\frac{-63 \times 595}{31{,}6 \times 10^6} \cdot P_2 = -1{,}186 \times 10^3 \cdot P_2 \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}, \tag{27a}$$

wovon nur 70% in der Unterschichte wirksam sind, also

$$-0{,}8302 \times 10^{-3} \cdot P_2 \text{ cal/cm}^2 \text{ sec}.$$

Diese Größe muß mit dem Ausdruck (27) identisch sein, woraus folgt

$$v_2 = -4{,}324 \times 10^{-16}. \tag{28}$$

Um eine passende Wahl der Größe α_n bzw. α_2, welche die Abnahme der Temperaturunterschiede Äquator-Pol mit wachsender Höhe wiedergibt, zu treffen, geht man zweckmäßig von der Überlegung aus, daß, was das Glied P_2 betrifft, der theoretische Ausdruck hiefür in 8 km Höhe

$$N_2 \cdot e^{-\alpha_2 \cdot z} + \frac{6\,v_2 \cdot z}{\alpha_2^2 \cdot c_p \cdot A_z} = -17{,}47 \tag{29}$$

sein muß, wobei $N_2 = -25{,}37$, $-17{,}26$ der Wert von N_2 in 8 km (siehe Tab. 2), $v_2 = -4{,}324 \times 10^{-16}$ (Gleichung 28), $A_z = 106{,}3$ gr cm^{-1} sec^{-1}, $c_p = 0{,}2405$ cal/gr grad und $z = 8 \times 10^5$ cm zu setzen ist.

Der Wert

$$\alpha_2 = 0{,}243 \times 10^{-5} \tag{30}$$

erfüllt die Bedingung (29) exakt. Mit gegebenem α_2 ist mit $n = 2$ und Kenntnis von A_z nun auch der meridionale Austausch A_ϑ fixiert und es ergibt sich

$$A_\vartheta = 4{,}25 \times 10^7. \tag{31}$$

Auch dieser Wert liegt gemäß den obigen Ausführungen ganz vorzüglich im Bereich des Möglichen, liegt er doch gerade zwischen 10^7 und 10^8. In Bezug auf A_z und A_ϑ darf man befriedigt dem Gang der weiteren Rechnung folgen.

Wenden wir uns nun der oberen Schichte über 8 km zu, so müssen wir, wenn wir wieder nur das Glied $n = 2$ betrachten, einen von der Gleichung (24) abweichenden Ansatz für Q machen. Er lautet nun

$$Q_{8 \text{ bis } H \text{ km}} = +6\,[u_1 + v_1 (z - 8 \times 10^5)] \cdot P_2. \tag{32}$$

Dabei sind u_1 und v_1 von den früheren u_2- und v_2-Werten verschieden. Es soll für eine bestimmte obere Grenzhöhe H $Q = 0$ sein, außerdem muß für $z = 8$ km Übereinstimmung mit der vorstehenden Lösung bestehen. Es gilt somit die Bedingung

für $\begin{cases} z = 8 \times 10^5 \text{ cm} \quad \text{ist} \quad Q = +6\,u_1 \cdot P_2 = \text{dem Wert für 8 km Höhe der unteren Schichte} \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad -13{,}9 \text{ (siehe Tab. 3 und Abb. 5)} \\ z = H \times 10^5 \text{ cm} \quad \text{ist} \quad Q = 0 \end{cases}$ (33)

Mit dieser Bedingung ergibt sich aus Gleichung (32)

$$v_1 = -\frac{u_1 \times 10^{-5}}{(H - 8)}. \tag{34}$$

Es lautet demnach die Wärmezufuhr, entsprechend der Gleichung (25)

$$Q = +6\,u_1 \left[1 - \frac{10^{-5}}{H - 8}(z - 8 \times 10^5)\right] \cdot P_2. \tag{35}$$

Integriert man diesen Wert Q von der Höhe 8×10^5 cm bis zur Höhe $H \times 10^5$ cm, so ergibt sich

$$Q_{8 \text{ bis } H \text{ km}} = +3\,u_1 (H - 8) \cdot 10^5 \cdot P_2. \tag{36}$$

Diese Wärme stammt nun entsprechend den früheren Überlegungen von der Kondensation von 30% der $-63 \cdot P_2$ cm Niederschlag pro Jahr. Sie ist also nach Gleichung (27a)

$$30\% \text{ von } -1{,}186 \times 10^{-3} \cdot P_2 \text{ cal/cm}^2 \text{ sec} = -0{,}3558 \times 10^{-3} \cdot \cdot P_2 \text{ cal/cm}^2 \text{ sec} \tag{37}$$

und damit wird $-0{,}3558 \times 10^{-3} = +3\,u_1 (H - 8) \times 10^5$ oder

$$u_1 = -\frac{0{,}1186 \times 10^{-8}}{(H - 8)}. \tag{38}$$

Die dadurch erzeugte Temperaturänderung ergibt sich zu

$$-\frac{6\times 0{,}1186\times 10^{-8}}{\alpha_2^2\cdot c_p\cdot A_z\cdot (H-8)}\left[1-\frac{10^{-5}}{H-8}(z-8\times 10^5)\right]=$$
$$=-\frac{47{,}14}{H-8}\left[1-\frac{10^{-5}}{H-8}(z-8\times 10^5)\right].$$

Mit der ersten Bedingung der Beziehungen (33) ergibt sich für $z = 8$ km

$$\frac{-47{,}14}{(H-8)}=-13{,}9;$$

also folgt daraus

$$H = 11{,}39 \text{ km}, \tag{39}$$

eine Höhe, die für das Glied P_2 die obere Kondensationsgrenze festlegt. Wie später gezeigt werden wird (siehe Abb. 5), entspricht diese Höhe in ausgezeichneter Weise den Beobachtungen.

Wir sind jetzt bei Kenntnis aller Konstanten in der Lage, für das Glied P_2, das den überragenden Anteil an der vertikalen und meridionalen Temperaturänderung darstellt, das Hauptglied der Lösungsgleichung (19) zu berechnen; es lautet

$$\left[N_2\cdot e^{-\alpha_2\cdot z}+6\frac{v_2\cdot z}{c_p\cdot\alpha_2^2\cdot A_z}\right].$$

Die verwendeten Konstanten sind folgende

$$N_2=-25{,}37,\ \alpha_2=0{,}243\times 10^{-5},\ A_z=106{,}3,\ u_2=0,\ v_2=-4{,}324\times$$
$$\times 10^{-16},$$
$$\frac{6\,v_2}{c_p\cdot\alpha_2^2\cdot A_z}=-1{,}7185\times 10^{-5}.$$

Damit erhält man für die einzelnen Glieder des Klammerausdruckes der Gleichung (19) ($n = 2$), die in Tab. 3 angegebenen Zahlenwerte

Tabelle 3. *Berechnung der einzelnen Glieder der theoretischen Lösung für das Glied P_2 der Kugelfunktionsentwicklung; Vergleich mit der Beobachtung*

z (km)	1 $N_2\cdot e^{-\alpha_2\cdot z}$	2 $+6\cdot\frac{v_2\cdot z}{c_p\cdot\alpha_2^2\cdot A_z}$	3 Summe 1 + 2	4 $N_2\cdot e^{-\alpha_2\cdot z}-N_2$ (Beobacht.) (Tabelle 2)
0	— 25,37	0,0	— 25,37	0,0
1	— 19,89	— 1,72	— 21,61	+ 1,05
2	— 15,60	— 3,44	— 19,04	+ 3,38
3	— 12,30	— 5,16	— 17,46	+ 5,15
4	— 9,60	— 6,87	— 16,47	+ 7,16
5	— 7,50	— 8,60	— 16,10	+ 8,55
6	— 5,80	— 10,32	— 16,12	+ 10,28
7	— 4,80	— 12,04	— 16,84	+ 11,92
8	— 3,60	— 13,90	— 17,36	+ 13,87
9	— 2,80	— 9,80	— 12,60	+ 9,72
10	— 2,20	— 5,70	— 7,90	+ 5,54
11	— 1,75	— 1,46	— 3,21	
11,39	— 1,55	0,0	— 1,60	0,0

Abb. 3 enthält von diesen Vertikalverteilungen graphische Darstellungen, die für die folgende Diskussion erforderlich sind.

Man erkennt aus der Abbildung, daß die N_2-Werte (Kurve B), die durch Kugelfunktionsanalyse aus den Beobachtungen hervorgingen (Tab. 2), mit wachsender Höhe zuerst eine e-Potenz-artige Zunahme bis ca. 5 km, dann eine geringe Abnahme bis 8 km und darüber wieder eine fast geradlinige rasche Zunahme der potentiellen Temperatur zeigen.

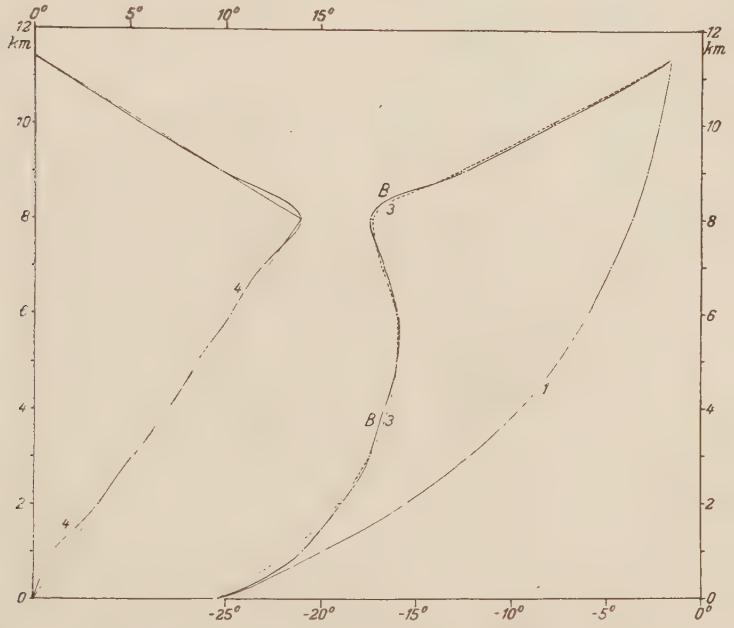

Abb. 3. Kurve B: Vertikale Verteilung des Hauptkoeffizienten N_2 des Gliedes P_2 der Kugelfunktionsanalyse der beobachteten potentiellen Temperaturverteilung. Kurve 1: Theoretisches Glied $N_2 \cdot e^{-\alpha_2 z}$. Kurve 3 (gestrichelt): Theoretisch ermittelte vertikale Verteilung der Koeffizienten von P_2. Kurve 4: Unterschied zwischen Kurve 1 und Kurve B. Einfluß der Kondensationswärme bei der Kondensation der mittleren meridionalen Jahresniederschläge in Abweichung vom Mittel der ganzen Erde. Annäherung durch zwei gerade Linien von 0 bis 8 km und von 8 bis 11,39 km. (Die Zahlen an den Kurven entsprechen den Kolonnenangaben der Tabelle 3.)

Weiterhin zeigt das Glied $N_2 \cdot e^{-\alpha_2 \cdot z}$ (Kurve 1), daß die reine Abnahme nach einer e-Potenz nicht in der Lage ist, die Kurve B anzunähern, sondern vielmehr zwischen diesen beiden vertikalen Verteilungen eine Temperaturdifferenz (Tab. 3, Spalte 4) besteht, die in Abb. 3 durch die Kurve 4 graphisch wiedergegeben ist. Diese Differenzverteilung zwischen Theorie und Beobachtung kann nur dem Einfluß der Kondensation zugeschrieben werden. Man sieht aus der Betrachtung dieser Kurve, daß sie in vorzüglicher und durchaus befriedigender Weise durch zwei Gerade anzunähern ist, von denen die eine die Zunahme bis 8 km wiedergibt, die andere die rasche Abnahme von 8 bis 11,39 km. Eine einfachere und bessere

Annahme über den Einfluß der freiwerdenden Kondensationswärme, die durch die Kondensation der mittleren Jahresniederschlagsmenge pro cm² erzeugt wird, als diese Annäherung durch zwei gerade Linien ist wohl kaum denkbar. Sie ist früher durch den theoretischen Ansatz durchgeführt worden.

Es ist nun noch die vertikale Verteilung der Spalte 3 von Tab. 3 zu diskutieren, die das Endergebnis bezüglich des Gliedes P_2 darstellt.

Man ersieht aus dem Vergleich der Kurve B (Beobachtung) und der Kurve 3 (gestrichelt) (Theorie), in welch befriedigender Weise bereits das Glied P_2 die Beobachtung anzunähern imstande ist, ja fast eine Übereinstimmung zu erzielen vermag. Sie beruht einzig und allein auf der Wirkung der vertikalen und meridionalen Austauschprozesse sowie auf den Kondensationsvorgängen, wie sie durch den Zahlenwert von P_2 in der Kugelfunktionsentwicklung der meridionalen Niederschlagsverteilung festgelegt ist.

Wir wenden uns nun den weiteren Gliedern P_4 und P_6 zu, deren Bedeutung aber, wie schon erwähnt, gegenüber P_2 zurücktritt. Der theoretische Ausdruck für das Glied P_4 der Lösungsgleichung (19) lautet

$$\left[N_4 \cdot e^{-\alpha_4 \cdot z} + 20 \frac{(u_4 + v_4 \cdot z)}{\alpha_4^2 \cdot c_p \cdot A_z}\right] \cdot P_4 \tag{40}$$

worin $N_4 = -4{,}62$ (nach Tab. 2). α_4 ist aus der Beziehung

$$\alpha_4^2 = \frac{20}{c_p} \cdot \frac{A_\vartheta}{A_z}$$

zu berechnen und ergibt sich zu

$$\alpha_4 = 0{,}444 \times 10^{-5}. \tag{41}$$

Die Wärmezufuhr durch Kondensation ergibt sich zu

$$Q_4 = +\,20\,(u_4 + v_4 \cdot z) \cdot P_4. \tag{42}$$

Die Integration von $z = 0$ bis $z = 11{,}39$ km liefert nun wieder mit $u_4 = 0$

$$\int_0^{11{,}39 \times 10^5 \text{ cm}} +\,20\, v_4 \cdot z \cdot P_4 \cdot dz = +\,1297{,}3 \times 10^{10}\, v_4 \cdot P_4.$$

Diese Wärmemenge stammt von der Kondensation von $+\,32 \cdot P_4$ cm Niederschlag pro Jahr und cm², daher wird

$$\frac{+\,32 \times 595}{31{,}6 \times 10^6} \cdot P_4 = 6{,}025 \times 10^{-4} \cdot P_4 = +\,1297{,}3 \times 10^{10}\, v_4 \cdot P_4. \tag{43}$$

Daraus ermittelt sich

$$v_4 = +\,4{,}65 \times 10^{-17} \text{ und } \frac{20\, v_4}{c_p \cdot \alpha_4^2 \cdot A_z} = +\,1{,}85 \times 10^{-6}. \tag{44}$$

Damit ist zur Auswertung der Gleichung (40) alles gegeben und es ergeben sich die vertikalen Verteilungen in Tab. 4.

Tabelle 4. *Berechnung der einzelnen Glieder der theoretischen Lösung für die Glieder P_4 und P_6 der Kugelfunktionsentwicklung.*

z (km)	1 $N_4 \cdot e^{-\alpha_4 \cdot z}$	2 $\frac{20\, v_4}{c_p\, \alpha_4^2 \cdot A_z}$	1 + 2 Summe	1 $N_6 \cdot e^{-\alpha_6 \cdot z}$	2 $\frac{42\, v_6}{c_p \cdot \alpha_6^2 \cdot A_z}$	1 + 2 Summe
0	— 4,62	+ 0,0	— 4,62	— 1,66	0,0	— 1,66
1	— 2,96	+ 0,185	— 2,78	— 0,87	— 0,11[illegible]	— 0,99
2	— 1,88	+ 0,370	— 1,51	— 0,46	— 0,236	— 0,70
3	— 1,22	+ 0,555	— 0,66	— 0,24	— 0,354	— 0,59
4	— 0,78	+ 0,740	— 0,04	— 0,13	— 0,472	— 0,60
5	— 0,50	+ 0,925	+ 0,42	— 0,07	— 0,590	— 0,66
6	— 0,32	+ 1,110	+ 0,79	— 0,03	— 0,708	— 0,74
7	— 0,20	+ 1,295	+ 1,10	— 0,02	— 0,826	— 0,85
8	— 0,13	+ 1,480	+ 1,35	— 0,01	— 0,944	— 0,95
9	— 0,08	+ 1,665	+ 1,58	— 0,004	— 1,062	— 1,06
10	— 0,06	+ 1,850	+ 1,79	0,0	— 1,180	— 1,18
11	— 0,035	+ 2,035	+ 2,00	0,0	— 1,298	— 1,30
11,39	— 0,029	+ 2,100	+ 2,07	0,0	— 1,340	— 1,34

Die graphische Darstellung dieser theoretischen Verteilung P_4 wird später zusammen mit derjenigen des Gliedes P_6 in Abb. 4 wiedergegeben und diskutiert.

Analog [Gleichung (40)] ist der theoretische Ausdruck der Lösungsgleichung (19) für das Glied P_6 gegeben durch

$$\left[N_6 \cdot e^{-\alpha_6 \cdot z} + 42\, \frac{(u_6 + v_6 \cdot z)}{\alpha_6^2 \cdot c_p \cdot A_z}\right] \cdot P_6, \tag{45}$$

worin $N_6 = -1{,}66$ (nach Tab. 2) und $\alpha_6 = 0{,}643 \times 10^{-5}$ ist. Die Wärmezufuhr durch Kondensation ergibt sich zu

$$Q_6 = + 42\, (u_6 + v_6 \cdot z) \cdot P_6 \tag{46}$$

und deren Integration von $z = 0$ bis $z = 11{,}39$ km ergibt mit $u_6 = 0$

$$\int_0^{11{,}39 \times 10^5 \text{ cm}} + 42\, v_6 \cdot z \cdot P_6 \cdot dz = + 2724{,}3 \times 10^{10}\, v_6 \cdot P_6. \tag{47}$$

Diese Wärmemenge stammt von der Kondensation von $-43 \cdot P_6$ cm Niederschlag pro Jahr und cm² und dies führt analog zu Gleichung (43) jetzt zu

$$v_6 = -2{,}97 \times 10^{-17} \text{ und } \frac{42\, v_6}{c_p \cdot \alpha_6^2 \cdot A_z} = -1{,}182 \times 10^{-6}. \tag{48}$$

Damit ist zur Auswertung der Gleichung (45) alles gegeben und es ergeben sich die schon in Tab. 4 angegebenen vertikalen Verteilungen.

Die Abb. 4 zeigt die aus den Beobachtungen hervorgegangenen Verteilungen P_4 und P_6 (siehe Tab. 2) und die theoretischen Ergebnisse von Tab. 4.

Man erkennt, daß unerhebliche Abweichungen dieser Korrektionsglieder P_4 und P_6 auftreten und sie durch die theoretische Verteilung bis auf ca. 1° genau angenähert werden.

Zusammenfassend ist nun der gesamte theoretische Lösungsausdruck (19) berechenbar, der sich in zahlenmäßiger Form folgendermaßen schreibt

$$\Theta = 291{,}55 + 4{,}26\,z - \underset{0-8\,\mathrm{km}}{[25{,}37 \cdot e^{-0{,}243\,z} + 1{,}718\,z]} \cdot P_2 -$$
$$- \underset{8-11{,}39\,\mathrm{km}}{\left[25{,}37 \cdot e^{-0{,}243\,z} + 13{,}9\left(1 - \frac{(z-8)}{3{,}39}\right)\right]} \cdot P_2$$
$$- [4{,}62 \cdot e^{-0{,}444\,z} - 0{,}185 \cdot z] \cdot P_4$$
$$- [1{,}66 \cdot e^{-0{,}643\,z} + 0{,}118 \cdot z] \cdot P_6 \qquad (49)$$

worin stets z in km einzusetzen ist.

Mit Hilfe der Tab. 3 und 4 ist die totale Auswertung der theoretisch sich ergebenden potentiellen Temperaturverteilung im Meridionalschnitt in der ganzen Troposphäre bis 10 km Höhe möglich. Die zahlenmäßigen Abweichungen der beobachteten von den theoretisch berechneten sind *so gering*, daß eine Zeichnung dieses theoretischen Meridionalschnittes bis 10 km Höhe sich erübrigt, weil er sich von der Darstellung der Abb. 2 *nicht unterscheidet*. Die Abweichungen maximaler bzw. minimaler Größe und die mittlere Abweichung (Standard deviation) von den Werten der Tab. 1 bzw.

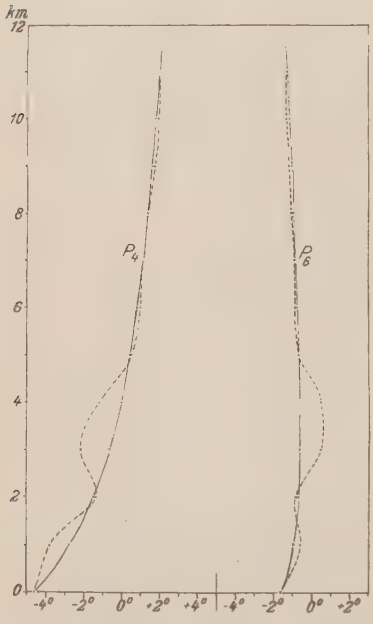

Abb. 4. Gestrichelt: Vertikale Verteilung der Koeffizienten N_4 und N_6 der Glieder P_4 und P_6 der Kugelfunktionsanalyse der beobachteten potentiellen Temperaturverteilung (siehe Tabelle 2). Ausgezogen: Vertikale Verteilung der theoretisch berechneten N_4- und N_6-Werte.

Tabelle 5. *Vergleich des theoretisch berechneten mittleren Meridionalprofils der potentiellen Temperatur mit dem beobachteten.*

z	Maximum in °C	Minimum in °C	Mittlere Abweichung in °C
0	+ 0,3	— 0,7	± 0,10
1	+ 1,0	— 0,2	0,19
2	+ 0,6	— 0,3	0,09
3	+ 0,9	— 0,7	0,19
4	+ 0,7	— 0,6	0,14
5	+ 0,4	— 0,3	0,07
6	+ 0,4	— 0,7	0,06
7	+ 0,1	— 0,7	0,08
8	+ 0,7	— 0,5	0,14
9	+ 0,3	— 0,2	0,04
10	+ 0,6	— 0,6	0,09

Abb. 2 in den einzelnen km-Abständen in vertikaler Richtung gibt Tab. 5.

Man ersieht sofort aus Tab. 5, daß keine Abweichung $> 1°$ C auftritt und die mittlere Abweichung stets kleiner als $\pm 0{,}2°$ ist.

Die Annäherung der theoretischen Verteilung an die tatsächliche potentielle Temperaturverteilung in der Troposphäre im Meridionalschnitt ist in Anbetracht der Genauigkeit der verwendeten Mittelwerte von Tab. 1 ganz vorzüglich.

V. Übersicht über die Ergebnisse nebst weiteren Folgerungen.

Vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit dem Problem der Erklärung des mittleren meridionalen Temperaturprofils in der atmosphärischen Troposphäre (bis ca. 11 km), das im wesentlichen als eine Wirkung der vertikalen und horizontalen Durchmischungsprozesse und der in der Troposphäre vor sich gehenden Kondensationsvorgänge aufzufassen ist.

Für die ersteren Prozesse wurde der Ansatz der turbulenten Wärmeleitung benutzt mit den zwei größenordnungsmäßig wesentlich verschiedenen Austauschkoeffizienten. Die der Troposphäre zukommende Kondensationswärme läßt sich aus der *mittleren* meridionalen Niederschlagsverteilung auf der Erde berechnen. Ihre vertikale Verteilung innerhalb der Troposphäre scheint einem maximalen Betrag in rund 8 km Höhe im Mittel für die ganze Erde zuzustreben und weist einen nahezu linearen Abfall sowohl gegen den Erdboden, wie auch gegen die obere Troposphärengrenze, die sich in ca. 11,5 km Höhe ergibt, auf. Diese vertikale Verteilung wurde aus den Beobachtungen nahegelegt.

Die Lösung des Problems, die für mittlere Verhältnisse (Jahresmittel) im Meridionalprofil gilt, zerfällt in der potentiellen Temperatur in vier Glieder:

1. Ein konstanter Wert M der potentiellen Temperatur für alle Höhen und in jeder Breite.

2. Eine lineare breitenunabhängige *Zunahme* der potentiellen Temperatur mit einem Gradienten der normalen Temperatur von 0,574°/100 m. Dieser vertikale Temperaturgradient ist einzig und allein abhängig vom *vertikalen* Austauschkoeffizienten und dem *mittleren Jahresniederschlag* der ganzen Erde und ist durch diese beiden Größen, die zahlenmäßig genügend genau bekannt sind, festgelegt.

3. Die Breitenabhängigkeit der potentiellen Temperatur, die sich mit genügender Genauigkeit durch die Kugelfunktionen P_2, P_4 und P_6 darstellen läßt. Sie zeigt eine e-Potenz-mäßige Abnahme der Koeffizienten dieser Kugelfunktionen, wobei der Abnahmekoeffizient der e-Potenz in erster Linie vom Verhältnis $\frac{A_\vartheta}{A_z}$, also der beiden Austauschgrößen abhängt und um so größer ist, je höher die Ordnungszahl der Kugelfunktion wird.

4. Die Wirkung der meridionalen Unterschiede in der der Troposphäre zugeführten Kondensationswärme, die aus der meridionalen Verteilung der Niederschlagsmengen (in Abweichungen vom mittleren Wert für die ganze Erde) zahlenmäßig resultiert.

Alle diese vier Glieder zusammengefaßt ergeben bei Benutzung von Zahlenwerten, für die in ihnen vorkommenden Größen (A_ϑ, A_z und Niederschlagsmengen) ein mittleres jährliches Profil der potentiellen Temperatur, das fast vollständig mit dem aus den aerologischen Beobachtungen abgeleiteten übereinstimmt. Die Abweichungen liegen durchwegs innerhalb der Unsicherheit der Beobachtungswerte.

Die Abschätzung der Bedeutung der einzelnen Glieder der Lösung führt zu folgenden Schlußfolgerungen.

Falls kein meridionaler (horizontaler) Austausch vorhanden wäre und keine Kondensation erfolgen würde (völlig trockene Atmosphäre), würde bei völliger Durchmischung der Luft in vertikaler Richtung in der ganzen Troposphäre die konstante potentielle Temperatur M vorhanden sein (das bekannte indifferente troposphärische Gleichgewicht einer trockenen Atmosphäre). Nehmen wir zu dieser vertikalen Durchmischung noch *horizontale* Turbulenzprozesse hinzu, dann ändern sich die Verhältnisse. Bei alleiniger Berücksichtigung der Kugelfunktion P_2, die ja den Hauptausschlag gibt, wird die potentielle Temperatur durch den Ausdruck $\Theta = M + N_2 \cdot e^{-\alpha_2 \cdot z} \cdot P_2$ gegeben sein.

Das auftretende vertikale Temperaturgefälle ist somit

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = - \alpha_2 \cdot N_2 \cdot e^{-\alpha_2 \cdot z} \cdot P_2.$$

Da N_2 negativ ist, ist das Gefälle in der Troposphäre wegen des Vorzeichens von P_2 in den niedrigen Breiten bis 35° 16′ negativ, in den höheren Breiten positiv. Dies besagt, daß der Aufbau in der Troposphäre in diesem Falle vom Äquator bis rund 35° Breite labil, von 35° Breite bis zum Pol stabil ist. Zahlenmäßig ergibt sich bei den gegebenen Werten in den untersten Schichten der Troposphäre für die Labilitätsgrenze (0°—35° Breite) ein Gefälle der normalen Temperatur von — 1,31°/100 m, dagegen in der Stabilitätszone (35°—90° Breite) ein solches von — 0,385°/100 m. Mit zunehmender Höhe nehmen diese Werte entsprechend der e-Potenz ab und in den oberen Schichten der Troposphäre nähert sich die Temperaturverteilung in allen Breiten jener des indifferenten Gleichgewichtszustandes. So wie der vertikale Austausch allein einen Ausgleich der Temperatur in vertikaler Richtung bewirkt (konstante potentielle Temperatur), so gleicht der horizontale Austausch schließlich in den höheren Troposphärenschichten die meridionalen Temperaturunterschiede aus, aber dieser Ausgleich hängt nur vom Verhältnis $\frac{A_\vartheta}{A_z}$ ab. Das Hinzutreten der Kondensationsvorgänge erzeugt zunächst eine Verschiebung des indifferenten Gleichgewichtszustandes in der ganzen Troposphäre in der Richtung einer Stabilisierung, in welchem eine nahezu *lineare* Zunahme der potentiellen Temperatur auftritt. Die meridionale Differenzierung der Niederschläge bedingt dann weiters eine wesentliche Herabsetzung der früher erwähnten e-Potenz-mäßigen Abnahme der Koeffizienten der Kugelfunktionen, was eine weitere Stabilisierung bedeutet.

So erkennt man, wie vertikaler und horizontaler Austausch und die Kondensationswärme in den verschiedenen Schichten der Troposphäre zusammenwirken, um jenes meridionale Temperaturprofil hervorzurufen, welches für die Troposphäre im Jahresdurchschnitt charakteristisch ist.

* * *

P. S.

Nach Fertigstellung der Arbeit fand ich, daß man für die Kondensationswärme Q an Stelle der Annahme (Gleichung 6), die erst nachträglich durch die Beobachtung verifiziert wird, von vornherein besser eine andere wählen kann, in der die Verteilung der Kondensationswärme in der Vertikalen durch eine FOURIERsche Reihe angenähert wird. An Stelle der Gleichung (6) tritt dann die Beziehung

$$Q = m + \sum_n \left(\sum_i C_{i,n} \sin \frac{i\pi}{H} \cdot z \right) P_n. \tag{50}$$

In der Höhe $z = H$ ist $Q = m$ und dieser Wert m reicht nur bis zur Höhe, in der im allgemeinen keine Kondensation mehr eintritt. Der Lösungsansatz der Gleichung (10) hat dann die Form

$$G = \sum_n \left(\sum_i M_{i,n} \sin \frac{i \cdot \pi}{H} z \right) P_n \tag{51}$$

und ergibt eine Lösung mit P_n als Kugelfunktionen, wenn

$$M_{i,n} = \frac{C_{i,n}}{n(n+1) + \frac{i^2 \cdot \pi^2}{\nu \cdot H^2}} \tag{52}$$

ist.

Die allgemeine Lösung hat in diesem Falle dann die Form

$$\Theta - M = \left(\gamma - \frac{R}{c_p \cdot A_z} \right) z + \sum_n \left(N_n \cdot e^{-\alpha_n \cdot z} + \sum_i \frac{M_{i,n}}{\nu \cdot c_p \cdot A_z} \sin \frac{i \cdot \pi}{H} z \right) P_n. \tag{53}$$

Diese Lösung tritt an Stelle von Gleichung (19). Es bleibt nur noch zu zeigen, wie die Koeffizienten $C_{i,n}$ bestimmt werden.

Durch harmonische Analyse der Unterschiede zwischen den bei Kenntnis von A_ϑ und A_z berechenbaren N-Werten und den aus den Beobachtungen abgeleiteten Werten N ist die Verteilung von G und damit die $M_{i,n}$-Werte gegeben. Mittels der Beziehung (52) können wir die Verhältnisse $C_{i,n}/C_{1,n}$ durch die gegebenen Verhältnisse $M_{i,n}/M_{1,n}$ ausdrücken.

Die Bedingung der Wärmezufuhr durch die Kondensation des Niederschlagsgliedes hat dann z. B. für $n = 2$ die Form

$$\int_0^{H\,\mathrm{km}} \left(\sum_i C_{1,2} \sin \frac{i\pi}{H} z \right) P_2 \, dz = -\frac{63 \times 595}{31{,}6 \times 10^6} P_2 = -S \cdot P_2 \tag{54}$$

entsprechend den Gleichungen (26), (27) und (27a).

Die Integration liefert die Reihe

$$C_{1,2} \cdot \frac{2H}{\pi}\left(1 + \frac{1}{3}\frac{C_{3,2}}{C_{1,2}} + \frac{1}{5}\frac{C_{5,2}}{C_{1,2}} + \ldots\right) = -S. \qquad (55)$$

Die Verhältnisse $C_{i,2}/C_{1,2}$ sind bekannt, so daß die Gleichung (55) $C_{1,2}$ als Unbekannte enthält. Mit ihr sind auch alle übrigen $C_{i,2}$-Werte errechenbar. Ähnliches gilt auch für die höheren Kugelfunktionen P_4 und P_6.

Die zahlenmäßige Durchführung dieser Lösung erübrigt sich, da schon die frühere Lösung, obwohl mathematisch nicht so gut fundiert, ein vorzügliches Ergebnis lieferte.

Literaturverzeichnis.

1. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl. 201, 213, 216 (1939).
2. Schmidt, W.: Der Massenaustausch in freier Luft usw. Hamburg 1925. S.-B. Akad. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl., Abt. II a, **126**, 757 (1917); Ann. Hydr. u. mar. Met. **45**, 367 (1917); Meteorol. Z. **35**, 265 (1918; **38**, 262 (1921); **39**, 41 (1922).
3. Taylor, G. I.: Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A **215**, 1 (1915); Proc. Roy. Soc. (London) **94**, 137 (1918).
4. Ertel, H.: Methoden und Probleme der dynamischen Meteorologie. 73/74. Berlin: Springer-Verlag. 1938.
5. Defant, A.: Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde, Geografiska Annaler **3**, 209 (1921). Die Austauschgröße der atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation. Ann. Hydr. u. mar. Met. **54**, Sept.-Beih. 12 (1926).
6. Riemann-Weber: Partielle Differentialgleichungen, S. 279. Braunschweig: Verlag Vieweg & Sohn. (1900).
7. Palmén, E.: Meteorol. Z. **51**, 17 (1934) und Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl. 213 (1939).
8. Ramanathan, K. R.: Nature **123**, 834 (1929); Mem. Indian Met. Dep. **25**, Part. 5 (1930).
9. Wagner, A.: Klimatologie der freien Atmosphäre. Köppen-Geigers Hdb. d. Klimat. **1**, Teil F, 65 (1931).
10. — Klimat. d. fr. Atm. Köppen-Geigers Handb. d. Klimat. **1**, Teil F, 67 (1931).
11. Lütgens: Arch. dtsch. Seewarte **34**, Nr. 1 (1911); Ann. Hydr. u. mar. Met. **39**, 410 (1911); Meteorol. Z. **28**, 576 (1911).
12. Schmidt, W.: Ann. Hydr. u. mar. Met. **43**, 111 (1915); Meteorol. Z. **50**, 486 (1933).
13. Wüst, G.: Veröff. d. Inst. f. Meereskunde, NF. A., H. 6 (1920). Z. d. Ges. f. Erdkunde Berlin **35**, 35 (1922); Länderkundl. Forschung, Festschrift Norbert Krebs, S. 347. Stuttgart 1936.
14. Siehe dazu Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl. Tabelle S. 468, 471, 472 (1939).
15. Siehe dazu Lettau: Atmosphärische Turbulenz. S. 242. Leipzig: Verlags-Ges. 1939.

551.515

(Geophysikalisches Institut der Universität Hamburg.)

Über die gegenseitige Adaptation der Druck- und Stromfelder.

Von

P. Raethjen.

Zusammenfassung. Wenn in der Atmosphäre das geostrophische bzw. geozyklostrophische Gleichgewicht des (horizontalen) Strom- und Druckfeldes gestört ist, stellt sich dieses Gleichgewicht spontan wieder her, indem beide Felder sich dem Gleichgewichtszustand nähern. Wenn die anfängliche Gleichgewichtsstörung alle Schichten der Atmosphäre betrifft, ändert sich das (gestörte) Stromfeld kaum, das Druckfeld aber sehr stark. Wenn anfänglich nur eine Teilschicht, die den Bruchteil ν der gesamten Atmosphärenmasse enthält, gestört ist, verhält sich die Stromfeldänderung zur Druckfeldänderung wie $1 - \nu$ zu ν. Die „Kompensation" aufgeprägter Druckfelder und die Wiederherstellung des geostrophischen bzw. -zyklostrophischen Gleichgewichts sind dabei engstens miteinander verbunden; beide wirken gemeinsam darauf hin, daß die Hoch- und Tiefdruckgebiete alle Schichten der Troposphäre und unteren Stratosphäre umfassen (warmes Hoch, kaltes Tief).

Summary. If, in the atmosphere, the geostrophic respectively the geocyclostrophic equilibrium of the (horizontal) field of flow and pressure is disturbed, this equilibrium gets spontaneously re-established by approaching of the two fields. The (disturbed) field of flow changes hardly, but strongly the field of pressure, if the initial disturbance of equilibrium concerns all layers of the atmosphere. If originally only a partial layer is disturbed, comprising the fraction ν of the whole atmosphere, then change of field of flow is to change of field of pressure as $1 - \nu$ is to ν. The "compensation" of imposed fields of pressure and the re-establishment of geostrophic or -cyclostrophic equilibrium respectively here are closely connected; both together lead to the effect that anticyclones and depressions include all layers of troposphere and lower stratosphere (warm High, cold Low).

Résumé. Lorsque dans l'atmosphère l'équilibre respectivement géostrophique et géocyclostrophique du champ (horizontal) de mouvement et de pression est rompu, il se rétablit spontanément en ce sens que les deux champs se rapprochent de l'état d'équilibre. Lorsque la rupture primitive de l'équilibre se produit à tous les niveaux, le champ de mouvement change à peine, mais le champ de pression s'altère profondément. Si à l'origine une couche isolée contenant la fraction ν de l'atmosphère est perturbée, la variation du champ

de mouvement est à celle du champ de pression comme $1 - \nu$ est à ν. La «compensation» de champs de pression imposés et le rétablissement de l'équilibre respectivement géostrophique et -cyclostrophique sont alors intimément liés; l'un et l'autre ont pour effet que les régions de haute et de basse pression intéressent toutes les couches de la troposphère et de la stratosphère inférieure (anticyclones chauds, dépressions froides).

I. Geostrophisches bzw. geozyklostrophisches Gleichgewicht.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die Winde in der freien Atmosphäre „geostrophisch" bzw. „geozyklostrophisch" sind. Der „geostrophische" Wind hat auf gerader Bewegungsbahn ein Gleichgewicht zwischen den horizontalen Druckgradienten und der ablenkenden Kraft der Erdrotation, der „geozyklostrophische" Wind auf gekrümmter Bahn ein Gleichgewicht zwischen dem horizontalen Druckgefälle und den beiden bahnsenkrechten Massenkräften: Ablenkungskraft und horizontale Zentrifugalkraft infolge Bahnkrümmung.

Selbstverständlich sind diese Gleichgewichte nicht streng erfüllt; der wirklich auftretende Höhenwind ist nicht genau geozyklostrophisch bzw. nicht genau geostrophisch. Aber die vorkommenden Abweichungen von diesem idealen Gleichgewichtszustand sind (im Mittel größerer Räume) so gering, daß sie nicht direkt gemessen werden können. Daß sie vorhanden sind, ist aus der beobachteten Veränderung der Strom- und Druckfelder zu schließen.

Gelegentlich hat man versucht, die Abweichungen vom geostrophischen oder -zyklostrophischen Gleichgewicht aus den beobachteten Stromfeldänderungen zu berechnen. Aber auch dieses Verfahren wird dadurch in Frage gestellt, daß unbekannte Austauschvorgänge zusätzliche Beschleunigungen bewirken; man kann zunächst nicht wissen, wie weit die beobachteten Stromfeldänderungen durch Austausch bewirkt werden und wie weit sie sich aus den Abweichungen vom geostrophischen oder geozyklostrophischen Gleichgewicht ergeben [*1*, S. 61].

Bei dieser Sachlage ist wenig Hoffnung vorhanden, durch direkte Auswertung der Beobachtungen eindeutige Ergebnisse über die Abweichungen vom geostrophischen oder -zyklostrophischen Gleichgewicht zu erzielen. Es bleibt nur der theoretische Weg, geeignete Modelle unter vereinfachenden Annahmen zu studieren und nachträglich in den Beobachtungen zu suchen, ob diese vielleicht gewisse Kennzeichen der bekannten Modelle wiedererkennen lassen. Zunächst ist zu untersuchen, welche Wirkungen sich aus vorgegebenen Abweichungen vom geostrophischen bzw. -zyklostrophischen Zustand spontan ergeben ohne Mitwirkung des Austauschs. N. Shaw hat schon vor mehreren Jahrzehnten darauf hingewiesen, daß jede Störung des geostrophischen bzw. -zyklostrophischen Gleichgewichts automatisch zu dessen Wiederherstellung führt. Wie ein Pendel, wenn man es aus seiner Gleichgewichtslage heraushebt, diese von selbst wieder aufsucht. Es ist aber bis heute darüber gestritten worden, ob die Wiederherstellung des geostrophischen bzw. zyklostrophischen Gleichgewichts in einer Anpassung („Adaptation")

des Windes an das gestörte Druckfeld oder des Druckfeldes an das gestörte Stromfeld besteht. Nach A. Schmauss ist beides möglich; er sieht in dieser doppelten Möglichkeit ein charakteristisches Kennzeichen der „dualistischen" Konstitution der Atmosphäre [2]. Der Verfasser schließt sich grundsätzlich dieser Meinung an, möchte aber doch nachstehend ein einfaches Modell vorführen, welches beweist, daß die Anpassung des Druckfeldes an ein vorgegebenes Stromfeld in vielen praktisch bedeutsamen Fällen leichter möglich ist als die Anpassung des Stromfeldes an ein vorgegebenes Druckfeld.

Demnach darf man vermuten, daß die meisten Veränderungen der troposphärischen Strom- und Druckfelder folgendermaßen vor sich gehen: Zunächst ändert sich das Stromfeld, was in vielen Fällen durch Austauschvorgänge geschieht; dann erst folgt die „Anpassung" des Druckfeldes an das veränderte Stromfeld. Doch ist diese zeitliche Folge derart unmittelbar, daß keine erheblichen Abweichungen vom geostrophischen bzw. -zyklostrophischen Wind beobachtet werden können; schon eine geringe Abweichung dieser Art führt spontan und schnell zur entsprechenden Veränderung des Druckfeldes, genauer gesagt zur Veränderung des Strom- und Druckfeldes im Sinne ihrer gegenseitigen Anpassung, wobei sich aber das Stromfeld im Verhältnis viel weniger ändert als das Druckfeld. Dies wird nachstehend der Einfachheit halber am kreissymmetrischen Modell (Zyklone oder Antizyklone) gezeigt, ohne den Austausch als Urheber des Störungsfeldes vorauszusetzen; wir denken uns als Anfangszustand ein konzentrisches, aber nichtgeozyklostrophisches Strom- und Druckfeld und untersuchen, wie es spontan und ohne Reibung seinem geozyklostrophischen Zustand zustrebt.

II. Kreiswirbel.

Stromfeld: Wir setzen ein kreissymmetrisches Wirbelstromfeld in der Atmosphäre voraus: r sei der horizontale Abstand vom Kreismittelpunkt, v sei die (horizontale) Windgeschwindigkeit der um das Zentrum ($r = 0$) umlaufenden Winde (tangential zu den Kreislinien, positiv im zyklonalen Sinne). Ein solches Kreiswirbelfeld wird z. B. im erdfesten Koordinatensystem durch die Gleichungen

$$v = \varkappa r; \quad \varkappa = \bar{\varkappa}\, e^{-r^2/\bar{r}^2} \tag{1}$$

beschrieben, wobei $\varkappa$ die Winkelgeschwindigkeit (relativ zur Erde) des Wirbels und $\bar{r}$ eine Konstante bedeuten. Der Einfachheit halber sei die Winkelgeschwindigkeit $\varkappa$ nicht mit der Höhe z variabel (wohl aber mit der Zeit t). $\bar{r}$ ist der Radius, bei welchem die Winkelgeschwindigkeit $\varkappa$ gleich dem e-ten (2,7ten) Teil derjenigen des Zentrums ist. Der Wirbel ist zyklonal, wenn $\varkappa$ positiv, antizyklonal, wenn $\varkappa$ negativ ist.

Druckfeld: Ferner denken wir uns ein ebenfalls kreissymmetrisches Druckfeld mit demselben Symmetriezentrum, dargestellt durch die Gleichungen:

$$p = \bar{p}\left\{1 - \frac{(l+\alpha)\bar{r}^2}{2RT}\beta\right\}; \quad \beta = \bar{\beta}\, e^{-r^2/\bar{r}^2}. \tag{2}$$

Dabei bedeuten R die Gaskonstante (bezogen auf 1 g Luft), T die absolute Temperatur und $l = 2\,\omega \sin\varphi$ die bekannte Ablenkungskonstante der Erdrotation (ω = Winkelgeschwindigkeit der Erde, φ = geographische Breite): p ist demnach der Druck auf dem Rande $r \to \infty$. Im einfachsten Falle ist $\bar{\beta}$ eine Konstante, d. h. weder mit r noch mit der Höhe z variabel (wohl aber mit der Zeit t).

Die Ansätze (1) und (2) sind so gewählt, daß der Sonderfall $\alpha = \beta$ geozyklostrophisches Gleichgewicht bedeutet, wie weiter unten in Gl. (8) und dem anschließenden Text bewiesen wird. Die Gl. (2) ist weniger kompliziert, als sie aussieht, weil $l + \alpha$ und RT näherungsweise als Konstante (weder mit r noch mit t variabel) gelten dürfen und weiterhin als solche behandelt werden. Der Bruch, der in Gl. (2) mit β multipliziert erscheint, ist also im wesentlichen eine Konstante solcher Größe und Dimension, daß β im gleichen Maß wie α gemessen wird. Daß der Radius r im Exponenten von e quadratisch auftritt ($r^2/\bar{r}^2$, nicht $r/\bar{r}$), ist keine willkürliche Wahl, sondern eine Notwendigkeit des Feldes im Zentrum; denn für $r \to 0$ muß notwendig $\partial p/\partial r$ ebenfalls $\to 0$ gehen (im Druckminimum verschwindet der horizontale Druckgradient). Somit stellen die Gl. (1) und (2) einen möglichst einfachen Ansatz dar, welcher erstens im Zentrum $r = 0$ die Stetigkeit des Druckgradienten verbürgt, zweitens für große Radien ($r \to \infty$) Windstille und verschwindenden Druckgradienten liefert, drittens die Stärke des Wirbels und die des Druckfeldes durch je eine im gleichen Maß [$\sec^{-1}$] gemessene Größe ($\bar{\alpha}$ und $\bar{\beta}$) charakterisiert. Eine noch weitergehende Einfachheit des Ansatzes könnte allerdings dann gewonnen werden, wenn man das Feld nur im Gebiet $r < \bar{r}$ definiert und in Gl. (1) $\alpha = \bar{\alpha}$, in Gl. (2) $\beta = \bar{\beta}\,(1 - r^2/\bar{r}^2)$ einsetzt. Dieses Modell würde sich in der Nähe des Zentrums ($r \to 0$) gar nicht von dem in Gl. (1) und (2) gegebenen unterscheiden und würde auch dieselben Ergebnisse liefern, aber sicherlich stellt unser Ansatz (1) und (2) die vorkommenden Wirbelfelder der Atmosphäre besser dar, weil er Wind und Druckgradient mit wachsendem r allmählich abklingen läßt.

Dieses Druckfeld ist ein Tiefdruckgebiet, wenn $\bar{\beta}$ positiv, ein Hochdruckgebiet, wenn $\bar{\beta}$ negativ ist. Im Zentrum ($r = 0$) beträgt die Tiefe ($-\Delta p$) des Druckminimums unter bzw. die Höhe ($+\Delta p$) des Druckmaximums über dem Randwert ($\bar{p}$)

$$\Delta p = -\frac{(l + \bar{\alpha})\,\bar{r}^2}{2\,RT}\,\bar{\beta}\,\bar{p}. \tag{3}$$

Diese Druckdifferenz ist also proportional einerseits dem Druckniveau $\bar{p}$, anderseits β; wenn $\bar{\beta}$ eine Konstante ist, ist $\Delta p : \bar{p}$ in allen Höhenschichten gleich.

Der horizontale Druckgradient ist radial gerichtet; seinen Wert erhalten wir durch Differentiation der Gl. (2):

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \bar{p}\,\frac{l + \alpha}{RT}\,\beta\,r. \tag{4}$$

Dabei ist $l + \alpha$ näherungsweise als konstant behandelt worden.

Nach der Gasgleichung können wir nun mit guter Näherung

$$\varrho = \frac{\bar{p}}{RT} \quad (\varrho = \text{Dichte}), \tag{5}$$

einsetzen und sehen aus Gl. (4), daß die Kraft, die der horizontale Druckgradient auf die Masseneinheit ausübt,

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} = (l + \alpha)\,\beta\, r \tag{6}$$

beträgt.

Beschleunigungen: Das dynamische (Newtonsche) Grundgesetz für die Masseneinheit verlangt, daß die Kraft pro Masseneinheit gleich der Beschleunigung ist. In radialer (bahnsenkrechter) Richtung gilt daher die hydrodynamische Grundgleichung in der Form:

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} = -l\,\alpha\, r - \alpha^2\, r + \frac{d^2 r}{dt^2}. \tag{7}$$

Dabei ist auf der rechten Seite das erste Glied die Coriolisbeschleunigung ($-l\,v$), das zweite die zentripetale Beschleunigung (v^2/r) der Kreisbewegung und das dritte die Beschleunigung der Radiusänderung.

Setzen wir Gl. (6) in (7) ein, so erhalten wir

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = (l + \alpha)\,(\alpha - \beta)\, r. \tag{8}$$

Hieran ist zunächst zu erkennen, daß die Massen keine Radiusbeschleunigung d^2r/dt^2 erfahren, wenn $\alpha = \beta$ ist. In diesem Fall ist das Druck- und Stromfeld „geozyklostrophisch", wie man in Gl. (6) ohne weiteres erkennt, wenn man darin $\alpha = \beta$ einsetzt. $\bar{\alpha} = \bar{\beta}$ ist also der stationäre Fall unseres Kreiswirbels. In diesem Fall sind $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ und r zeitlich konstant, sofern im Anfangszustand keine radiale Strömungskomponente vorhanden ist.

In *bahntangentialer* Richtung tritt kein Druckgefälle auf. In dieser Richtung ist also die Beschleunigung gleich der Coriolisbeschleunigung, sofern man diese in einem Koordinatensystem rechnet, welches die (örtliche) Rotation nicht nur der Erde, sondern auch des Wirbels mitmacht. Dann tritt an Stelle der Erdrotationsgeschwindigkeit (um eine vertikale Achse) $\omega \sin\varphi$ der Wert $\omega \sin\varphi + \alpha$ und an Stelle von $l = 2\,\omega \sin\varphi$ der Wert $l + 2\,\alpha$. Somit ist die bahntangentiale Beschleunigung

$$r\frac{d\alpha}{dt} = -(l + 2\,\alpha)\frac{dr}{dt}. \tag{9}$$

Diese Gleichung kann man auch im erdfesten Koordinatensystem aus dem „Zirkulationstheorem" von V. Bjerknes [*3*] ableiten. Dieses besagt, daß die zeitliche Änderung der Zirkulation einer horizontalen „flüssigen Linie" gleich der mit l multiplizierten Änderung der umschlossenen Fläche ist. In unserem Falle handelt es sich um eine horizontale flüssige Kreislinie mit dem Radius r, für welche das „Zirkulationstheorem" folgendermaßen lautet [*1*, S. 67]:

$$\frac{d}{dt}(2\,r\,\pi\,v) = -l\frac{d}{dt}(r^2\,\pi),$$

oder, gekürzt und differenziert:

$$v\frac{dr}{dt} + r\frac{dv}{dt} = -l\,r\frac{dr}{dt},$$

mithin nach Gl. (1):

$$\alpha\, r\, \frac{dr}{dt} + r^2 \frac{d\alpha}{dt} + r\, \alpha\, \frac{dr}{dt} = -\, l\, r \frac{dr}{dt},$$

oder nach Kürzung durch r^2 und Umgruppierung der Glieder:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\, \frac{l + 2\,\alpha}{r}\, \frac{dr}{dt}, \tag{10}$$

eine Gleichung, die mit Gl. (9) identisch ist. Die Differentiale $d\alpha$ und dr meinen darin eine „individuelle" (nicht „lokale") Änderung und sind deshalb gerade geschrieben.

Druckänderung kann nur durch Masseverschiebung eintreten, d. h. also in unserem kreissymmetrischen Modell nur durch radiale Bewegung dr/dt. Da nach Gl. (8) die Radiusbeschleunigung d^2r/dt^2 in allen Höhenschichten gleich ist (sofern β und α, wie vorausgesetzt, nicht mit z variabel sind), gilt dasselbe für dr/dt (gleicher Anfangswert vorausgesetzt). Das heißt, die flüssigen Kreislinien schrumpfen oder dehnen sich in allen Höhenschichten gleich schnell.

Innerhalb eines Kreises mit dem Radius r befinde sich die Luftmasse M. Der Luftdruck p_0 im Meeresniveau unter dieser Masse M ist dann

$$p_0 = \frac{M\, g}{r^2\, \pi}, \tag{11}$$

wobei g die Schwerebeschleunigung bedeutet.

Wenn nun der Radius r der flüssigen Kreislinie sich mit der Zeit ändert, so bleibt doch die Masse M darin erhalten, d. h. M ist in Gl. (11) konstant, wenn r sich in jedem Höhenniveau gleichermaßen ändert (Kontinuitätsbedingung). Logarithmische Differentiation der Gl. (11) nach der Zeit ergibt also:

$$\frac{1}{p_0}\, \frac{dp_0}{dt} = -\, \frac{2}{r}\, \frac{dr}{dt}. \tag{12}$$

Diese Gl. (12) gilt dann nicht nur im Meeresniveau, sondern für zeitlich-isotherme Änderungen [6] in jeder Höhe. Nach der logarithmisch differenzierten barometrischen Höhenformel,

$$p = p_0\, e^{-gz/RT}; \quad \frac{dp}{p} = \frac{dp_0}{p_0}, \tag{13}$$

ändert sich nämlich bei konstanter Temperatur T der Druck in jedem Niveau z proportional mit dem Druck im Meeresniveau. Nach Gl. (12) und (13) ist also

$$\frac{1}{p}\, \frac{dp}{dt} = -\, \frac{2}{r}\, \frac{dr}{dt}. \tag{14}$$

In diesen Gleichungen meinen p und p_0 Mittelwerte des Druckes im Innern des Kreises mit dem Radius r; die Differentiale sind gerade geschrieben, weil es sich um eine „individuelle" (nicht „lokale") Änderung handelt, die mit der (bewegten) Masse M verbunden ist. Offenbar ist in der Nähe des Zentrums ($r^2 \ll \bar{r}^2$) der Druck p, der nach Gl. (2) dem Radius r zugeordnet ist, näherungsweise gleich dem mittleren Druck in diesem Kreise. In der Nähe des Zentrums können wir also die zeitliche

Druckänderung durch Differenzieren aus Gl. (2) gewinnen und in Gl. (14) einsetzen, wobei mit sehr guter Näherung im Nenner $\bar{p}$ statt p gesetzt und $l + \alpha$ als konstant behandelt werden darf:

$$\frac{1}{\bar{p}} \frac{dp}{dt} = -\frac{(l+\alpha)\,\bar{r}^2}{2\,RT} \frac{d\beta}{dt} = -\frac{2}{r} \frac{dr}{dt}. \tag{15}$$

Diese Gleichung gilt aber näherungsweise auch in größerer Entfernung vom Zentrum (bis etwa $r = 2\,\bar{r}$), weil alle wesentlichen Feldgrößen einschließlich der Druckstörung mit wachsendem r proportional $e^{-r^2/\bar{r}^2}$ abnehmen. Insbesondere folgt aus Gl. (8), daß die rechte Seite der Gl. (15) mit wachsendem r proportional $e^{-r^2/\bar{r}^2}$ abnimmt (weil nämlich α und β proportional $e^{-r^2/\bar{r}^2}$ sind) und aus Gl. (2) dasselbe für die linke Seite der Gl. (15). Deshalb können wir die Gl. (15) ohne Bedenken im Gebiet $r < 2\,\bar{r}$ (nicht nur im Gebiet $r \ll \bar{r}$) anwenden und erhalten für jeden Ort r dieses Gebiets:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{4\,RT}{(l+\alpha)\,\bar{r}^2} \frac{1}{r} \frac{dr}{dt}. \tag{16}$$

Auch diese Differentiale sind „individuell" (nicht „lokal") gemeint und deshalb gerade geschrieben.

Schwingung: Durch Subtraktion der Gl. (16) von (10) ergibt sich:

$$\frac{d}{dt}(\alpha - \beta) = -\left\{l + 2\,\alpha + \frac{4\,RT}{(l+\alpha)\,\bar{r}^2}\right\} \frac{1}{r} \frac{dr}{dt}, \tag{17}$$

und integriert (wobei wiederum $l + 2\,\alpha$ und $l + \alpha$ als Konstante behandelt werden):

$$\alpha - \beta = -\left\{l + 2\,\alpha + \frac{4\,RT}{(l+\alpha)\,\bar{r}^2}\right\} \ln\left(\frac{r}{r^*}\right). \tag{18}$$

r^* bedeutet denjenigen Radius der betrachteten flüssigen Kreislinie, für welchen $\alpha - \beta = 0$ ist, d. h. den Radius im „geozyklostrophischen" Zustand. Da wir nahezu geostrophische Felder betrachten, ist r nahezu gleich r^*, und wir können näherungsweise für $\ln(r/r^*)$ den Wert $\Delta r/r$ einsetzen, wobei $\Delta r = r - r^*$ ist:

$$\alpha - \beta = -\left\{l + 2\,\alpha + \frac{4\,RT}{(l+\alpha)\,\bar{r}^2}\right\} \frac{\Delta r}{r}. \tag{19}$$

Diesen Wert setzen wir in Gl. (8) ein und erhalten:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d^2\Delta r}{dt^2} = -\left\{(l+\alpha)\,(l+2\,\alpha) + \frac{4\,RT}{\bar{r}^2}\right\} \Delta r. \tag{20}$$

Das ist eine Schwingungsgleichung; ihr Integral lautet:

$$\Delta r = A \cos \sqrt{(l+\alpha)\,(l+2\,\alpha) + \frac{4\,RT}{\bar{r}^2}}\, t, \tag{21}$$

wobei die Zeit t von dem Anfangswert $t = 0$ gerechnet wird, in welchem $dr/dt = 0$ war. Die Amplitude A ist von der anfänglich vorhandenen Störungsstärke abhängig. Nach Gl. (21) beträgt die Schwingungsdauer $\bar{t}$:

$$\bar{t} = \frac{2\,\pi}{\sqrt{(l+\alpha)\,(l+2\,\alpha) + \frac{4\,RT}{\bar{r}^2}}}. \tag{22}$$

Hier ist in der Nennerwurzel das erste Glied klein gegen das zweite, wenn $\bar{r} < 1000$ km ist. In diesem Falle ist also näherungsweise

$$\bar{t} = \frac{\pi\, \bar{r}}{\sqrt{RT}} \sim 3\, \bar{r} \left[\begin{matrix} \bar{r} \text{ in } 1000 \text{ km} \\ \bar{t} \text{ in Stunden} \end{matrix} \right\} \text{gerechnet} \Big]. \tag{23}$$

Für den Radius $\bar{r} = 500$ km, der ungefähr eine normale Zyklone umfaßt, beträgt also die Periode $\bar{t} \sim 1{,}5$ Stunden.

Dämpfung: Diese Schwingung erscheint in Gl. (21) nur deswegen ungedämpft, weil wir die Reibung vernachlässigt haben. In Wirklichkeit ist sie natürlich gedämpft, und zwar um so stärker gedämpft, je größer der Radius $\bar{r}$ dieses Vorgangs ist. Die Periode $\bar{t}$ wird aber durch die Dämpfung nur unwesentlich verlängert. Infolge der Dämpfung strebt also unser Kreiswirbelsystem dem „geozyklostrophischen" Endzustand $\alpha = \beta$ bzw. $\Delta r = 0$ zu. Nach den Wetterbeobachtungen darf man annehmen, daß die Dämpfung in Kreiswirbeln der Größe $\bar{r} \sim 500$ km fast aperiodisch ist; so stark, daß der geozyklostrophische Endzustand praktisch bereits nach zwei Stunden (nach etwa einer Periode) erreicht wird.

III. Verhältnis der Feldänderungen.

Für unser eingangs genanntes Problem ist es nun von Interesse, welches Feld bei der Annäherung an den geozyklostrophischen Zustand stärker verändert wird, das Druckfeld oder das Stromfeld. Wir müssen daher Gl. (10) und (16) miteinander vergleichen. Durch Division erhalten wir:

$$\frac{d\alpha}{d\beta} = \frac{d\bar{\alpha}}{d\bar{\beta}} = -\frac{(l + 2\,\alpha)\,(l + \alpha)\,\bar{r}^2}{4\,RT} = \vartheta, \tag{24}$$

wobei ϑ nur ein (weiter unten gebrauchtes) Abkürzungssymbol bedeutet. Da α und β im gleichen Maß gemessen sind (α ist im geozyklostrophischen Fall gleich β), können $d\bar{\alpha}$ und $d\bar{\beta}$ als vergleichbare Änderungsmaße des Wirbelfeldes und des Druckfeldes gelten.

Für einen zyklonalen Wirbel normaler Stärke ist etwa $\bar{\alpha} \sim l/3$. Dann ist

$$\frac{d\bar{\alpha}}{d\bar{\beta}} \sim -\frac{l^2 r^2}{2\,RT} \sim -0{,}07\, \bar{r}^2 \left[\begin{matrix} \bar{r} \text{ in } 1000 \text{ km} \\ l \sim 10^{-4}\ \text{sec}^{-1} \end{matrix} \right]. \tag{25}$$

Ein nichtzyklostrophischer zyklonaler Wirbel der Größe $\bar{r} = 500$ km erreicht also spontan innerhalb von etwa zwei Stunden seinen zyklostrophischen Zustand; dabei ändert sich sein Windfeld [$d\bar{\alpha}$ in Gl. (25)] nur wenig, sein Druckfeld [$d\bar{\beta}$ in Gl. (25)] dagegen etwa 50mal so stark.

Beispiel A: Wir denken uns als Anfangszustand einen Wirbel $\bar{\alpha}_1$ ohne Druckminimum ($\bar{\beta}_1 = 0$) mit dem Radius $\bar{r} = 500$ km. Den geozyklostrophischen Endzustand bezeichnen wir mit dem Index 2: $\bar{\beta}_2 = \bar{\alpha}_2$. Dann ist in Gl. (25) $d\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_2 - \bar{\alpha}_1$ und $d\bar{\beta} = \bar{\beta}_2 - \bar{\beta}_1 = \bar{\alpha}_2$ einzusetzen, woraus folgt:

$$\frac{\bar{\alpha}_2 - \bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_2} = 1 - \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_2} = -0{,}02; \quad \bar{\alpha}_2 = 0{,}98\, \bar{\alpha}_1. \tag{26}$$

Setzt man $\bar{r} = 1000$ km voraus, so folgt $\bar{\alpha}_2 = 0{,}93\,\bar{\alpha}_1$. Der Wirbel $\bar{\alpha}_1$ bleibt also fast unverändert, obwohl das zugehörige Druckminimum vollständig neu aufgebaut werden muß.

Beispiel B: Denken wir uns dagegen als Anfangszustand ein Druckminimum $\bar{\beta}_1$ ohne Wirbel ($\bar{\alpha}_1 = 0$) mit dem Radius $\bar{r} = 500$ km, und bezeichnen wir wieder den geozyklostrophischen Endzustand mit dem Index 2, so ist in Gl. (25) $d\bar{\alpha} = \bar{\beta}_2$ und $d\bar{\beta} = \bar{\beta}_2 - \bar{\beta}_1$ einzusetzen, woraus folgt:

$$\frac{\bar{\beta}_2}{\bar{\beta}_2 - \bar{\beta}_1} = \frac{1}{1 - \bar{\beta}_1/\bar{\beta}_2} = -0{,}02\,;\ \bar{\beta}_2 = \frac{\bar{\beta}_1}{49}. \tag{27}$$

Setzt man $\bar{r} = 1000$ km voraus, so ergibt sich $\bar{\beta}_2 = 0{,}07\,\bar{\beta}_1$. Das anfänglich gegebene Tiefdruckgebiet $\bar{\beta}_1$ verschwindet also bei der Annäherung an den geozyklostrophischen Zustand fast vollständig.

Verallgemeinerung: Was vorstehend am speziellen Fall des kreissymmetrischen Wirbels gezeigt wurde, gilt mit gleicher Größenordnung für alle Hoch- und Tiefdruckgebiete. Wenn man statt des Kreiswirbels eine langgestreckte Tiefdruckfurche oder einen langgestreckten Hochdruckrücken betrachtet, so ändern sich die Formeln nicht in ihrer Größenordnung; $\bar{r}$ bedeutet dann den halben Querdurchmesser dieser Tiefdruckfurchen bzw. Hochdruckrücken. Stets bleibt bei Annäherung an den geostrophischen Zustand das Windfeld nahezu erhalten, während das Druckfeld sich dem Windfeld anpaßt. Erst mit Radien $\bar{r} \geqq 10\,000$ km würde nach Gl. (25) bei der Annäherung an den zyklostrophischen Zustand die Stromfeldänderung ungefähr ebenso stark sein wie die Druckfeldänderung. Da der Erdquadrant selbst nur 10 000 km beträgt, kommt so etwas nicht vor. Schließlich ist evident, daß die vorstehende Rechnung auch im driftenden Koordinatensystem (größenordnungsmäßige) Gültigkeit hat. Das heißt, diese gedämpfte Schwingung kann sich irgendeiner geostrophischen Drift überlagern. Deshalb dürfen wir das Ergebnis unserer vereinfachten Modellbetrachtung folgendermaßen verallgemeinern:

Wenn das geostrophische bzw. -zyklostrophische Gleichgewicht aller Schichten im gleichen Sinne gestört ist, paßt sich das Druckfeld spontan und schnell dem Stromfeld an im Sinne der Wiederherstellung des geostrophischen bzw. zyklostrophischen Gleichgewichts. Das Stromfeld selbst ändert sich dabei nur unwesentlich.

IV. Kompensation.

H. Mollwo [4] hat aus den aerologischen Beobachtungen nachgewiesen, daß die 24stündigen relativen Druckänderungen (dp/p) normalerweise in der oberen Troposphäre stärker auftreten als in der unteren. Er deutet diesen Befund als „Kompensation"; die Troposphäre „kompensiert" (schwächt) die ihr von oben her aufgeprägten Druckfelder, indem sie Masse aus den Hochdruckgebieten in die Tiefdruckgebiete hinein befördert und dadurch diese Druckfelder schwächt. Bei dieser Deutung des genannten Beobachtungsbefundes gelten also die oberen Druckfelder als „primär", die unteren als „sekundär" aufgeprägt und „kompensiert".

Demnach enthält H. Mollwos „Kompensation" zwei Vorstellungen, welche nicht notwendig miteinander verbunden werden müssen: Erstens die Hypothese, daß eine atmosphärische Schicht das ihr von einer anderen Schicht aufgeprägte Druckfeld automatisch „kompensiert" (d. h. schwächt); zweitens die Hypothese, daß die obere Schicht (nach Mollwo die Stratosphäre) normalerweise die aufprägende, die untere (nach Mollwo die Troposphäre) normalerweise die kompensierende ist. Wir wollen von diesen beiden Hypothesen zunächst nur die erstgenannte untersuchen; auf die zweite kommen wir weiter unten im Abschnitt VI zurück.

Ganze Atmosphäre: Zunächst zeigt unser Beispiel B, daß die ganze Atmosphäre tatsächlich die Eigenschaft hat, ein ihr irgendwie aufgeprägtes Druckfeld zu „kompensieren", d. h. fast restlos durch automatisch eintretende Masseverschiebungen zu beseitigen. Setzen wir voraus, daß die Atmosphäre in allen Schichten ein Tiefdruckgebiet bzw. Hochdruckgebiet mit dem Radius $\bar{r}$ und der relativen Drucktiefe $\Delta p^*/p$ ohne den zugehörigen geozyklostrophischen Wind besitzt, so ergibt sich automatisch eine Kompensation dieses „primären" Druckfeldes Δp^*; nach Herstellung des geozyklostrophischen Gleichgewichts verbleibt nur ein kleiner Rest Δp des „primären" Druckwertes Δp^*:

$$\Delta p = K \cdot \Delta p^*; \quad K \ll 1. \tag{28}$$

Dabei ist K der „kompensierende Faktor"; er beträgt für die ganze Atmosphäre, unserem Beispiel B entsprechend,

$$K = \frac{\vartheta}{1 + \vartheta}, \tag{29}$$

wobei nach (24) ungefähr (unter Vernachlässigung von α gegen l)

$$\vartheta = \frac{l^2 \bar{r}^2}{4\,RT} \tag{30}$$

ist. Damit ist zunächst bewiesen, daß die ganze Atmosphäre (aller Schichten) horizontale nichtgeostrophische Druckunterschiede sehr stark kompensiert.

Teilschicht: Dasselbe gilt dann für eine Teilschicht der Atmosphäre, wenn ihr ein Druckfeld Δp^* ohne das geostrophisch zugehörige Stromfeld aufgeprägt wird:

Wir nehmen an, diese Teilschicht enthalte den Bruchteil μ der gesamten Atmosphärenmasse, d. h. ihre Druckmächtigkeit b sei

$$b = p_0 \mu, \tag{31}$$

wobei p_0 die Druckmächtigkeit der ganzen Atmosphäre (rund 1000 mb) bedeutet. Wenn wir jetzt die Masse der Teilschicht μ im „flüssigen" Kreise des Radius r als m bezeichnen, so ist entsprechend der Gl. (11)

$$b = \frac{m\,g}{r^2 \pi}. \tag{11a}$$

Die Kontinuitätsbedingung verlangt nun, daß die Masse m erhalten bleibt, wenn der Radius r schrumpft oder gedehnt wird; im ersteren

Falle wird die Teilschicht mächtiger, im zweiten Fall dünner. Statt Gl. (12) erhalten wir also jetzt

$$\frac{1}{b}\frac{db}{dt} = -\frac{2}{r}\frac{dr}{dt}. \tag{12a}$$

Unter der Voraussetzung, daß in der restlichen Atmosphäre $(1-\mu)$ keine weitere Masseverschiebung eintritt, ergibt sich dann an Stelle der Gl. (14) mit Rücksicht auf Gl. (31), sofern es sich um isotherme Druckänderungen [6] handelt:

$$\frac{1}{\bar{p}}\frac{dp}{dt} = \frac{b}{p_0}\frac{1}{b}\frac{db}{dt} = -\mu\frac{2}{r}\frac{dr}{dt}. \tag{14a}$$

Statt Gl. (16) ergibt sich dann (ungefähr) mit Rücksicht auf Gl. (30):

$$\frac{d\beta}{dt} = \mu\frac{l}{\vartheta}\frac{1}{r}\frac{dr}{dt}. \tag{16a}$$

Dagegen bleibt die Gl. (10) ohne den Faktor μ bestehen: unter Vernachlässigung von 2α gegen l:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{l}{r}\frac{dr}{dt}. \tag{10a}$$

Wenn wir jetzt Gl. (10a) durch (16a) dividieren, erhalten wir statt Gl. (24)

$$\frac{d\bar{\alpha}}{d\bar{\beta}} = -\frac{\vartheta}{\mu}. \tag{24a}$$

Das bedeutet: Die Kompensation in der Schicht μ geht ebenso vor sich wie in der ganzen Atmosphäre, nur tritt an die Stelle von ϑ der Wert ϑ/μ: Der kompensierende Faktor ist also jetzt K_μ:

$$K_\mu = \frac{\vartheta/\mu}{1+\vartheta/\mu} = \frac{\vartheta}{\mu+\vartheta}. \tag{29a}$$

Mit diesem Faktor K_μ gilt die Kompensationsgleichung (28) bei einer Teilschichtkompensation.

Beispiel C: Die Troposphäre enthält rund $^3/_4$ der gesamten Atmosphärenmasse. Wenn also die Stratosphäre der Troposphäre statisch ein Tiefdruckgebiet mit dem Radius $\bar{r} = 500$ km und der relativen Drucktiefe $\Delta p^*/p = {}^1/_{20}$ aufprägt, so treten spontan in der Troposphäre Masseverschiebungen ins Tief hinein auf, welche diesen „primären" Druckeffekt Δp^* bedeutend herabsetzen. Es verbleibt dabei Δp:

$$\frac{\Delta p}{p} = K_\mu\frac{\Delta p^*}{p} = 0{,}02\,\frac{\Delta p^*}{p} = 0{,}001. \tag{32}$$

Das heißt, im Meeresniveau verbleibt nur $\Delta p = 1$ mb.

Beispiel D: Wahrscheinlich kommt es viel häufiger vor, daß die Trodosphäre der Stratosphäre ein Tiefdruckgebiet aufprägt. Wenn in der Troposphäre ein zyklonaler Wirbel mit dem Radius $\bar{r} = 500$ km entsteht (z. B. durch Gleitaustausch), so bildet sich ein Tiefdruckgebiet, welches auch der Stratosphäre (die anfänglich noch keinen Wirbel hat) aufgeprägt wird, wobei $\Delta p^*/p$ in allen Schichten ungefähr gleich ist (isotherme

Druckänderung [6] vorausgesetzt). Wir nehmen an, es sei $\Delta p^*/p = {}^1/_{20}$. Der Masseanteil der Stratosphäre beträgt $\mu = {}^1/_4$. Dann kompensiert die Stratosphäre das Druckfeld Δp^* und es verbleibt:

$$\frac{\Delta p}{p} = K_\mu \frac{\Delta p^*}{p} = 0{,}06 \frac{\Delta p^*}{p} = 0{,}003. \tag{32a}$$

Das heißt, im Meeresniveau verbleibt infolge stratosphärischer Kompensation rund $\Delta p = 3$ mb.

V. Zwei Schichten.

Als Anfangszustand nehmen wir jetzt an, das geostrophische bzw. zyklostrophische Gleichgewicht sei nur in einer Schicht (z. B. nur in der Troposphäre) gestört, welche den Bruchteil $\nu < 1$ der gesamten Atmosphärenmasse enthält; dagegen sei das Gleichgewicht anfänglich in allen anderen Schichten der Atmosphäre (z. B. in der Stratosphäre) ungestört. Dann ergibt sich natürlich ebenfalls spontan eine gedämpfte Schwingung, die mit einem geostrophischen bzw. zyklostrophischen Endzustand aller Schichten (Troposphäre und Stratosphäre) endigt. Wir betrachten auch diesen Vorgang am kreissymmetrischen Wirbel, wie im Abschnitt II. Uns interessiert dabei erstens die Schwingungsperiode, zweitens das Verhältnis der schließlich in der gestörten ν-Schicht resultierenden Feldänderungen (des Druckfeldes und Stromfeldes). Auch jetzt wollen wir nur die Größenordnungen betrachten und daher α gegen l vernachlässigen.

Als „*primäre*" *Druckänderung* bezeichnen wir diejenige, welche dann eintreten würde, wenn Masseverschiebungen ausschließlich in der anfänglich gestörten ν-Schicht (nicht aber in allen anderen Schichten) vor sich gehen würden. Diese „primäre" Druckänderung sei wiederum mit einem Sternindex gekennzeichnet; sie ergibt sich aus Gl. (14a), wenn man darin ν statt μ einsetzt:

$$\frac{1}{\bar{p}} \frac{dp^*}{dt} = -\nu \frac{2}{r} \frac{dr}{dt}. \tag{33}$$

Da wir auch hier isotherme Änderungen voraussetzen, betrifft diese relative Druckänderung alle Schichten der Atmosphäre, während die Radiusänderung dr/dt ausschließlich in der ν-Schicht stattfindet.

Kompensation: Hierdurch wird also dann das (anfänglich vorhandene) geozyklostrophische Gleichgewicht der anderen Schichten $(1-\nu)$ ebenfalls gestört, und in allen anderen Schichten außer der ν-Schicht ergibt sich dadurch eine kompensierende Radiusänderung dr/dt mit dem entgegengesetzten Vorzeichen. Da die kompensierenden Schichten den Bruchteil $\mu = 1 - \nu$ der Atmosphärenmasse enthalten, beträgt nach Gl. (29a) der kompensierende Faktor

$$K_\mu = \frac{\vartheta}{1 - \nu + \vartheta}, \tag{29b}$$

wobei ϑ durch Gl. (30) definiert ist. Aus Gl. (33) folgt an Stelle der Gl. (14):

$$\frac{1}{\bar{p}} \frac{dp}{dt} = K_\mu \frac{1}{\bar{p}} \frac{dp^*}{dt} = -\frac{\nu \cdot \vartheta}{1 - \nu + \vartheta} \frac{2}{r} \frac{dr}{dt}. \tag{14b}$$

Dabei bezeichnet dr/dt die Radiusänderung in der ν-Schicht.

Schwingung: Führt man die Rechnung ebenso weiter wie oben in den Gl. (14) bis (24), so ergibt sich jetzt statt dieser Gleichungen:

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{l\,\nu}{1-\nu+\vartheta}\,\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dt}; \tag{16b}$$

$$\frac{d}{dt}(\alpha-\beta) = -l\left(1+\frac{\nu}{1-\nu+\vartheta}\right)\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dt}; \tag{17b}$$

$$\frac{d^2\Delta r}{dt^2} = -l^2\left(1+\frac{\nu}{1-\nu+\vartheta}\right)\Delta r; \tag{20b}$$

$$\Delta r = A\cos l\sqrt{1+\frac{\nu}{1-\nu+\vartheta}}\;t; \tag{21b}$$

$$\bar{t} = \frac{2\pi}{l}\sqrt{\frac{1-\nu+\vartheta}{1+\vartheta}}. \tag{22b}$$

Dieses ist die gemeinsame Schwingungsperiode aller Schichten (auch der anfänglich ungestörten). Wenn die ν-Schicht sehr dünn ist (wenn $\nu \to 0$ geht), ist die Periode $\bar{t}$ gleich der Umlaufzeit im Trägheitskreis. Wenn $\nu \to 1$ geht, wird Gl. (22b) mit Gl. (22) identisch, abgesehen davon, daß wir hier α und $2\,\alpha$ gegen l vernachlässigt haben. Wenn $\nu < 0{,}9$ ist, kann man in Gl. (22 b) ϑ vernachlässigen. Die Periode beträgt also mindestens $12\sqrt{\vartheta}$, höchstens jedoch 12 Pendelstunden; für $\nu = {}^1/_2$ rund 8 Pendelstunden. Man darf wohl annehmen, daß infolge der Dämpfung nach Ablauf einer Periode der zyklostrophische Endzustand erreicht ist[1].

Als *Verhältnis der Feldänderungen* in der ν-Schicht ergibt sich jetzt statt Gl. (24)

$$\frac{d\bar{\alpha}}{d\bar{\beta}} = -\frac{1-\nu+\vartheta}{\nu}, \tag{24b}$$

wobei ϑ in den allermeisten Fällen gegen $1-\nu$ vernachlässigt werden kann. Das heißt, wenn das zyklostrophische Gleichgewicht anfänglich nur in einer ν-Schicht gestört (dasjenige der Schicht $1-\nu$ ungestört) ist, so gibt Gl. (24 b) das Verhältnis der Windfeldänderung zur Druckfeldänderung in der ν-Schicht an. Die Gl. (24 b) geht selbstverständlich in Gl. (24) über, wenn $\nu = 1$ ist.

---

[1] Diese Schwingungsrechnung ist insofern nicht ganz exakt, als sie voraussetzt, daß die „Kompensation" in der μ-Schicht *ohne Zeitverzögerung* eintritt. Tatsächlich ist die Kompensation ebenfalls eine gedämpfte Schwingung und exakterweise müßte man beide Schwingungen miteinander koppeln. Da wir aber im wesentlichen nur nach dem geozyklostrophischen *End*zustand fragen (die Schwingungsdauer interessiert uns nur, weil sie ein ungefähres Maß der Adaptationszeit darstellt), können wir die Koppelung durch den „kompensierenden Faktor" $K\mu$ ersetzen. Wenn man dagegen eine solche zweischichtige Schwingung in allen ihren Phasen verfolgen wollte, könnten die Gl. (16b) bis (22b) *nicht* gelten. Für die praktische Anwendung auf wirkliche atmosphärische Vorgänge genügt aber unsere Rechnung deswegen, weil die wirklich auftretenden Abweichungen vom geozyklostrophischen Gleichgewicht nur gering *sind* und die zugehörigen Feldänderungen nahezu *aperiodisch* ablaufen (erfahrungsgemäß).

Beispiel E: Die Troposphäre enthält den Masseanteil $\nu = 0{,}8$. Wenn also in dieser Masse ein Wirbel $\bar{\alpha}_1$ mit dem Radius $\bar{r} = 500$ km plötzlich (ohne zyklostrophisch Druckfeld) entsteht [5], so bildet sich in der ganzen Atmosphäre ein zyklostrophischer Wirbel $\bar{\alpha}_2$ mit dem Tiefdruckgebiet $\beta_2 = \bar{\alpha}_2$; nach Gl. (24b) ist dann

$$\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\bar{\alpha}_2} = -0{,}25; \quad \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_2} = 1{,}25; \quad \bar{\alpha}_2 = 0{,}8\,\bar{\alpha}_1. \tag{26b}$$

Wenn die Störung mit dem Radius $\bar{r} = 1000$ km auftritt, ergibt sich praktisch dasselbe.

Wenn dagegen $\nu = 0{,}1$ ist, wird $\bar{\alpha}_2 = 0{,}1\,\bar{\alpha}_1$ usw. Nur wenn $\nu \to 1$ geht, ist ϑ von Bedeutung (Beispiel A). Das Ergebnis des Zweischichtenproblems kann man also in großen Zügen folgendermaßen ausdrücken:

Wenn das geostrophische bzw. zyklostrophische Gleichgewicht nur in einer Teilschicht mit dem Massenbruchteil ν der Atmosphäre gestört ist, so stellt sich das Gleichgewicht spontan wieder her, indem das Stromfeld und Druckfeld (der Teilschicht) sich im gegenseitigen Verhältnis $1 - \nu$ zu ν ändern. Dünne Teilschichten ($\nu \to 0$) ändern also ihr Stromfeld sehr stark, ihr Druckfeld fast gar nicht, dicke Teilschichten ($\nu > 1$) dagegen ihr Stromfeld fast gar nicht und ihr Druckfeld sehr stark. Dabei gleichen sich die Druckfelder der beiden Teilschichten aneinander an.

Dieser Satz gilt nicht nur für kreissymmetrische Wirbelfelder, sondern allgemein; dieselbe Verallgemeinerung wie oben im Abschnitt III ist auch hier statthaft. Der vorstehende Abschnitt V hat vor allem gezeigt, daß es für den Endzustand vollständig belanglos ist, ob die anfänglich gestörte ν-Schicht unten oder oben liegt; nur auf die Mächtigkeit dieser ν-Schicht kommt es an. Jedenfalls gilt dieses dann, wenn das Temperaturfeld unverändert bleibt; im Endzustand ist dann das durch die Störung entstandene, relativ gerechnete Druckfeld ($\Delta p/p$) in allen Schichten gleich. Diese „zeitlich-isotherme" Druckfeldänderung erfaßt natürlich noch nicht alle in der Atmosphäre vorkommenden Ereignisse. Da aber die Temperaturfeldänderungen ganz anderen Einflüssen (vor allem der Strahlung) unterliegen, ist es zunächst wichtig, zu wissen, wie die Druckfelder auf eine Gleichgewichtsstörung reagieren, wenn das Temperaturfeld dabei unverändert bleibt. Ob und wie sich diese zeitliche Konstanz des Temperaturfeldes verwirklichen läßt, ist eine andere Frage.

Ferner ist es ein anderes (hier nicht erörtertes) Problem, ob und wie eine Störung des geostrophischen Gleichgewichts in irgend einer ν-Schicht zustande kommt. Der Verfasser hat kürzlich in dieser Zeitschrift [5] zwei derartige Vorgänge geschildert, erstens die „Deltadeformation" im Delta der Frontalzonen, zweitens die „Austauschzyklogenese" oder überhaupt die Entstehung eines Windsystems durch Gleitaustausch. Beide Vorgänge sind dadurch charakterisiert, daß sie direkt das Windfeld beeinflussen; die Änderung des Druckfeldes folgt dann erst aus der Störung des geostrophischen Gleichgewichts. Beide Gleichgewichtsstörungen sind zunächst und direkt Vorrechte der Troposphäre, in beschränktem Maße vielleicht auch der Substratosphäre; die eigentliche (isotherme)

Stratosphäre wirkt dabei nur kompensierend mit. Deshalb ist der Verfasser geneigt, bei diesen Vorgängen die Druckeinflüsse der Troposphäre als „primär", diejenigen der Stratosphäre als „sekundär" zu bezeichnen.

VI. Temperaturfeldänderung.

Bisher haben wir der Einfachheit halber alle Druckfeldänderungen so behandelt, als ob dabei die Temperatur in jedem Höhenniveau z unverändert bleibt (isotherme Druckänderung). Bei dieser Voraussetzung sind die relativen Druckfeldänderungen dp/p in jedem Höhenniveau gleich groß [*6*]. In Wirklichkeit ist diese Bedingung aber nicht genau erfüllt, sondern die Druckänderungen sind mit den Temperaturänderungen folgendermaßen gekoppelt:

In der Troposphäre haben Tiefdruckgebiete überwiegend aufsteigende Bewegung; durch adiabatische Abkühlung vermindert sich hier die Temperatur. Dagegen erhöht sie sich in Hochdruckgebieten durch adiabatische Erwärmung. Außerdem entsteht durch Gleitaustausch ein zyklonaler Wirbel in Kaltluftmassen, antizyklonaler in Warmluftmassen; d. h. örtliche troposphärische Temperaturminderung zieht die Ausbildung einer zyklonalen, Temperaturerhöhung dagegen die eines antizyklonalen Wirbels nach sich. In der Troposphäre sind also Tiefdruckgebiete mit tiefer, Hochdruckgebiete mit hoher Temperatur gekoppelt, sowohl betreffs ihrer zeitlichen Entstehung als auch betreffs ihrer horizontalen Unterschiede. In der Stratosphäre ist diese Koppelung umgekehrt, hoher Druck mit niedriger Temperatur (infolge adiabatischer Hebung), tiefer Druck mit hoher Temperatur (infolge adiabatischer Senkung).

Man kann sich also die wirklichen Feldänderungen (und die horizontalen Unterschiede) als Überlagerung zweier Effekte vorstellen: Der „isotherme" Effekt, wie er in den vorstehenden Abschnitten I bis V dargestellt ist, überlagert sich mit einer Temperaturfeldänderung im soeben genannten Sinne. Dadurch ergibt sich, daß die relativen Druckänderungen und -unterschiede dp/p nicht in allen Höhen gleich groß sind, sondern im Tropopausenniveau ein Maximum besitzen. Dieses ist der Beobachtungsbefund, welcher H. Mollwo [*4*] zur Hypothese der „Kompensation" veranlaßt hat. Doch beweist dieser Befund nicht, daß die Feldänderungen der Stratosphäre „primär", diejenigen der Troposphäre „sekundär" und lediglich „kompensierend" sind. Wahrscheinlich spielt die Troposphäre eine sehr aktive Rolle bei den Druckfeldänderungen; in ihr bewirkt der Gleitaustausch den Aufbau neuer Stromfelder [*1*] [*5*]. Das Druckfeld paßt sich diesen Veränderungen an, ohne dabei das neue Stromfeld wesentlich zu beeinflussen, wie unser Beispiel E gezeigt hat.

Einen anderen, ebenfalls sehr wirksamen Einfluß auf die Temperaturfelder hat die Advektion. Sie bewirkt, daß die „Rückseite" (Westseite) der Tiefdruckgebiete kälter ist als ihre „Vorderseite" (Ostseite); desgleichen die „Vorderseite" (Ostseite) der Hochdruckgebiete kälter als ihre „Rückseite" (Westseite). Auch diese Temperatureffekte überlagern sich den isothermen Druckfeldänderungen und komplizieren dadurch das Bild.

Dennoch findet man in den Beobachtungen die wichtigste Konsequenz der vorstehenden Theorie isothermer Druckänderungen bestätigt: Die kräftigen Hoch- und Tiefdruckgebiete umfassen praktisch alle Schichten der Atmosphäre (Troposphäre und Substratosphäre); ein Tiefdruckgebiet des Meeresniveaus, welches über sich (in höheren Schichten) ein Hochdruckgebiet hat, kommt nur mit schwachem Minimum vor. Desgleichen ein Hochdruckgebiet des Meeresniveaus, welches über sich (in höheren Schichten) ein Tiefdruckgebiet besitzt, nur mit geringem Maximum. Die Theorie der isothermen Druckänderungen liefert also überwiegend den Haupteffekt; die Druckfeldänderungen, welche statisch auf der Temperaturfeldänderung beruhen, stellen meistens nur einen Nebeneffekt dar. Jedenfalls gilt dieses für diejenigen Druckfelder, welche seit F. M. Exner [7] als „dynamisch" bezeichnet werden und nach R. Scherhag [8] für den Wetterdienst in gemäßigten Breiten am wichtigsten sind. Diese entstehen in *erster* Näherung *ohne* Veränderung des Temperaturfeldes und werden erst in *zweiter* Näherung durch „thermische" Kompensation und Advektion beeinflußt. Daneben gibt es aber (der Vollständigkeit halber muß es gesagt sein) auch „thermische" (meist weniger kräftige) Druckfelder, welche bereits in *erster* Näherung durch Temperatureffekte (Tiefdruckgebiete durch troposphärische Warmluft, Hochdruckgebiete durch Kaltluft) entstehen. Auch die Umwandlung eines anfänglich „thermischen" in ein „dynamisches" Feld wird oft beobachtet. Über diesen „Dualismus der Druckfelder" wird der Verfasser an anderem Ort [9] berichten.

Literaturverzeichnis.

1. Raethjen, P.: Kurzer Abriß der Meteorologie, dynamisch gesehen. Wolfenbüttel 1947.
2. Schmauss, A.: Biologische Gedanken in der Meteorologie. Bayer. Akad. Wiss., Sitz-Ber. **1943**, 149.
3. Bjerknes, V.: Meteorol. Z. **1902**, 97.
4. Mollwo, H.: Meteorol. Z. **1936**, 293; Beitr. Phys. f. Atm. **23**, 199.
5. Raethjen, P.: Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 295 (1949).
6. — Meteorol. Z. **1939**, 133.
7. Exner, F. M.: Dynamische Meteorologie, Wien 1925.
8. Scherhag, R.: Wetteranalyse und Wetterprognose, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1948.
9. Raethjen, P.: Ber. Deutsch. Wetterd., US-Zone, Sonderh. Kissinger Tagung, Okt. 1949.

551.511

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Uccle.)

Sur les Équations approchées de la Dynamique atmosphérique.

Par

P. Dedecker.

Avec 1 figure.

Résumé. Les équations approchées de la dynamique atmosphérique ne sont valables que dans un certain domaine entourant l'origine des coordonnées et dont nous calculons l'ordre de grandeur. En ce qui concerne les équations (5) utilisées habituellement par les météorologistes, son rayon horizontal est à peine de l'ordre de la dizaine de mètres. Par contre ce rayon est de l'ordre de 500 kilomètres pour les équations (6) et il en est de même pour les équations (7) qui sont adaptées à l'étude des cartes des surfaces isobares. Ce résultat peut paraître paradoxal puisque l'on passe habituellement de (5) à (7) en utilisant une forme approchée (α) du géopotentiel; il se fait que l'on obtient les mêmes équations (7) à partir de (6) en utilisant la forme exacte du géopotentiel (théorème I).

Les équations approchées (9) ont une forme très voisine de (5) et sont adaptées à l'étude des cartes des surfaces équi-géopotentielles. On peut également les déduire de (6) en utilisant la forme exacte du géopotentiel (théorème II).

L'origine mathématique de ces propositions réside dans une propriété d'un 3-vecteur covariant vis à vis des changements de coordonnées (14); on voit en même temps que les théorèmes I et II sont des cas particuliers d'un théorème plus général (théorème III).

Nous considérons ensuite d'autres transformations de coordonnées qui ne modifient que très légèrement les équations approchées (théorèmes IV et V).

Zusammenfassung. Die genäherten Gleichungen der atmosphärischen Dynamik sind nur in einem bestimmten Gebiet um den Koordinatenursprung gültig, dessen Größenordnung berechnet wird; für die Gleichungen (5), die in der Meteorologie gewöhnlich benützt werden, erreicht sein horizontaler Radius kaum die Größenordnung von 10 m. Demgegenüber ist der Radius für die Gleichungen (6) von der Größenordnung von 500 km und ebenfalls für die Gleichungen (7), die sich für das Studium der Karten der Isobarenflächen eignen. Dieses Resultat mag überraschend erscheinen, da man gewöhnlich unter Benützung einer genäherten Form (α) des Geopotentials

von (5) zu (7) übergeht; geht man jedoch von der exakten Form des Geopotentials aus, so erhält man die Gleichungen (7) aus (6) (Theorem I). Die genäherten Gleichungen (9) haben eine sehr ähnliche Form wie (5) und eignen sich besonders für das Studium der Karten der äqui-geopotentiellen Flächen; unter Benützung der exakten Form des Geopotentials lassen sie sich ebenfalls aus (6) ableiten (Theorem II).

Der mathematische Ursprung dieser Tatsachen beruht auf einer Eigenschaft eines 3-Vektors, der gegenüber den Koordinatentransformationen (14) kovariant ist; ferner kann man zeigen, daß die Theoreme I und II Spezialfälle eines allgemeineren Theorems sind (Theorem III). Außerdem werden noch andere Koordinatentransformationen untersucht, durch die die genäherten Gleichungen nur geringfügig verändert werden (Theoreme IV und V).

Summary. The approximated equations of atmospheric dynamics are valid only within a certain region surrounding the origin of the coordinates of which the order of magnitude is calculated. Concerning equations (5) which are usually employed in meteorology, their horizontal radius reaches hardly the magnitude of 10 meters. On the other hand this radius amounts to the magnitude of 500 kilometers with equations (6) and equally with (7) which are adapted for the study of charts of isobaric surfaces. This result may seem paradoxical because usually formulae (7) are deduced from (5) by employing an approximated form (α) of the geopotential; but in using the exact form of the geopotential, equations (7) are obtained from (6) (theorem I). The approximated equations (9) have a very similar form as (5) and are especially adapted for the study of the charts of equi-geopotential surfaces; using the exact form of the geopotential they can also be derived from (6) (theorem II).

The mathematical origin of these facts lies upon a quality of a 3-vector which is covariant against the coordinate transformations (14); furthermore it can be shown that the theorems I and II are special cases of a more general theorem (theorem III). Finally, other transformations of coordinates are discussed, through which the approximated equations are modified only insignificantly (theorems IV and V).

Introduction. Le présent article a pour but d'examiner une partie des approximations que comportent les égalités connues sous le nom *d'équations approchées de la dynamique atmosphérique.*

On constate qu'un grand nombre d'auteurs admettent que le géopotentiel φ est de la forme

$$\varphi = g\,z, \qquad (g = \text{Constante}) \qquad (\alpha)$$

en désignant par z la hauteur au-dessus d'un plan horizontal de référence et par g l'accélération due à la pesanteur. Il est rarement précisé que les équations déduites de cette hypothèse ne sont valables rigoureusement qu'à l'origine des coordonnées; le plus souvent on admet qu'elles sont suffisamment exactes «au voisinage» de l'origine, mais on ne calcule pas les dimensions de ce voisinage.

Or nous remarquons au n° 2 que cette approximation cesse déjà d'être valable à une dizaine de mètres de l'origine. Ce fait assez surprenant pourrait être fâcheux étant donné l'importance des «équations approchées» pour la technique météorologique. Heureusement, il suffit

de modifier légèrement la signification des fonctions intervenant dans les seconds membres pour obtenir des équations valables dans un domaine beaucoup plus étendu: ce domaine a la forme d'un cylindre à axe vertical; sa base possède un rayon de l'ordre de 500 kilomètres, tandis que sa hauteur est de quelques dizaines de kilomètres. Tel est l'objet des théorèmes I et II.

Ce résultat est obtenu en effectuant les changements de *coordonnées* qui remplacent la variable d'altitude par le géopotentiel ou la pression (on obtient ainsi des équations adaptées à l'étude des cartes des surfaces équigéopotentielles ou des surfaces isobariques). Ces transformations sont plus générales que celles qui passent d'un système d'axes rectangulaires à un autre système d'axes rectangulaires puisque les nouvelles coordonnées sont curvilignes. Dans les problèmes de ce genre, la méthode la plus directe est celle du *calcul tensoriel* qui fournit toujours une vision très claire et très profonde des problèmes de Physique théorique. Grâce à cette méthode, les théorèmes I et II deviennent évidents; il n'est plus besoin d'aucun calcul pour montrer que l'hypothèse simplificatrice (α) est inutile.

Pour les détails du calcul tensoriel, nous ne pouvons mieux faire que renvoyer à l'excellent ouvrage de L. Brillouin: «*Les Tenseurs en Mécanique et en Élasticité*» [*1*] ou — pour une étude moins générale, mais en liaison avec la Météorologie synoptique et dynamique — à la première partie du mémoire [*7*] de J. Van Mieghem.

L'analyse tensorielle commencée au n° 5 se poursuit par la considération de changements de coordonnées plus généraux que ceux dont il vient d'être fait mention. Cela nous conduit aux théorèmes III, IV et V.

Voici encore deux remarques; la seconde peut être laissée de côté sans inconvénient pour la compréhension de l'article.

a) Il est utile, dans le calcul tensoriel, de placer les indices de contravariance en haut et les indices de covariance en bas; de cette manière, lorsqu'on somme par rapport à un indice répété, l'un est en haut, l'autre est en bas (sauf dans certaines exceptions qu'il y a d'ailleurs moyen d'éviter). Les indices supérieurs ne doivent donc pas être confondus avec des exposants. Les coordonnées x^1, x^2, x^3 sont affectées d'indices supérieurs parce qu'un déplacement infiniment petit de composantes dx^1, dx^2, dx^3 est contravariant.

b) Le lecteur familiarisé avec la théorie des groupes constatera que nous avons simplement attiré l'attention sur quelques propriétés invariantes par rapport aux groupes de transformations (14), (17), (18) dont chacun est sous-groupe du suivant, le dernier étant sous-groupe du groupe (13′). Aux n^{os} 6 et 7 nous avons utilisé le fait que les 4-vecteurs de E_4 sont *réductibles* par rapport au groupe (13′), c'est-à-dire qu'une partie de leurs composantes se transforment linéairement entre elles[1].

*
* *

[1] Pour plus de détails concernant cette notion de *réductibilité*, on peut consulter: H. Weyl, *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, ch. I; §§ 2 et 3, ch. III, § 4; 2. Auflage, Leipzig: Hirzel, 1931; *The classical groups*, Princeton, 1939.

1. — Utilisons un trièdre $0\,x^1\,x^2\,x^3$ fixe par rapport à la Terre et que nous supposons trirectangle. Désignons par v_i, v^i $(i = 1, 2, 3)$ les composantes covariantes et contravariantes de la vitesse de l'air[1], par φ, v, p, le géopotentiel, le volume spécifique, la pression de l'air; enfin par $\omega_{ij} = -\omega_{ji}$ $(i, j = 1, 2, 3)$, les composantes du tenseur antisymétrique caractérisant la rotation de la terre[2]. Les équations de la dynamique atmosphérique s'écrivent en négligeant les frottements et la turbulence[3]:

$$\frac{dv_i}{dt} + 2\,\omega_{ij}\,v^j = -\,v\,\frac{\partial p}{\partial x^i} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^i} \tag{1}$$

avec

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial v_i}{\partial x^j}\,v^j + \frac{\partial v_i}{\partial t}.$$

Le trièdre utilisé le plus communément par les météorologistes est celui dans lequel l'axe $0x^1$ est dirigé d'W en E, l'axe $0x^2$ du S vers le N, et l'axe $0x^3$ vers le zénith. Toutes les composantes ω_{ij} sont alors nulles sauf

$$\omega_{12} = -\,\omega_{21} = -\,\omega \sin\psi, \quad \omega_{13} = -\,\omega_{31} = \omega\cos\psi$$

(ψ = latitude du point 0, ω = vitesse de rotation de la terre) et l'on a, *à l'origine*,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x^1} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} = 0. \tag{2}$$

D'autre part, suivant HESSELBERG-FRIEDMANN [2] et JAUMOTTE [3], la composante verticale du vent est négligeable devant les composantes horizontales. *A l'origine* cela veut dire que v^3 est négligeable devant v^1 et v^2 et qu'on peut utiliser avec une «approximation suffisante» la relation

$$v_3 = v^3 = 0 \tag{3}$$

dans la première équation (1).

Enfin, toujours suivant HESSELBERG-FRIEDMANN et JAUMOTTE, on peut de même tenir compte des relations approchées

$$\frac{dv_3}{dt} = 0, \quad \omega_{31}\,v^1 = 0 \tag{4}$$

dans la troisième équation (1).

Dans ces conditions, les équations

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} + 2\,\omega_{12}\,v^2 &= -\,v\,\frac{\partial p}{\partial x^1}, \\ \frac{dv_2}{dt} + 2\,\omega_{21}\,v^1 &= -\,v\,\frac{\partial p}{\partial x^2}, \\ 0 = -\,v\,\frac{\partial p}{\partial x^3} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^3} &= -\,v\,\frac{\partial p}{\partial x^3} - g \end{aligned} \tag{5}$$

[1] Les axes étant rectangulaires, on aura $v_i = v^i$. Voir [1] ou [7].

[2] Toutes ces grandeurs sont exprimées en fonction de x^1, x^2, x^3, t (étant entendu que certaines peuvent ne pas dépendre explicitement des quatre variables).

[3] Nous adoptons la convention classique suivant laquelle il y a lieu de sommer par rapport à un indice répété.

sont des *équations approchées de la dynamique atmosphérique* mais ne sont valables qu'à l'origine.

On peut toutefois admettre que les relations (2) restent valables avec une approximation suffisante dans certain domaine $\mathfrak{D}_3$ à trois dimensions entourant l'origine; de même, que les relations (3), (4) correspondent à certains domaines D_3 et Δ_3.

Les équations (5) seront alors regardées comme valables dans la région commune à $\mathfrak{D}_3$, D_3 et Δ_3. Lorsqu'on les utilise ailleurs qu'à l'origine comme le font de nombreux auteurs, il est nécessaire d'évaluer l'ordre de grandeur de ces domaines.

2. — En ce qui concerne le premier, défini par (2), un calcul élémentaire montre qu'à une distance horizontale δ de l'origine on a approximativement (fig. 1)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x^1}, \frac{\partial \varphi}{\partial x^2} \approx \frac{\Delta \varphi}{\Delta x} = g \frac{\Delta z}{\Delta x} = g \frac{\delta}{R} \approx 2 \cdot 10^{-6} \cdot \delta,$$

R étant le rayon de la Terre[1].

A des distances de l'ordre de 50 à 500 mètres, ces dérivées sont donc de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3}, c'est-à-dire, d'après les tables de Hesselberg-Friedmann, de l'ordre de grandeur des premiers membres des équations (1). Cela signifie que *l'extension horizontale du domaine $\mathfrak{D}_3$ n'est que de quelques mètres, quelques dizaines de mètres au plus!*

Pour évaluer les dimensions du domaine D_3, admettons que les mouvements atmosphériques s'effectuent dans les surfaces $\varphi = \text{C}^{\text{te}}$.

On trouve à une distance horizontale δ de l'origine (fig. 1)

$$v^3 \approx v \frac{\delta}{R} \approx 2 \cdot 10^{-7} \cdot \delta \cdot v$$

(v = grandeur du vent). La composante v^3 sera donc petite devant v à des distances pouvant atteindre 500 km $\left(\frac{v^3}{v} \approx 10^{-1}\right)$.

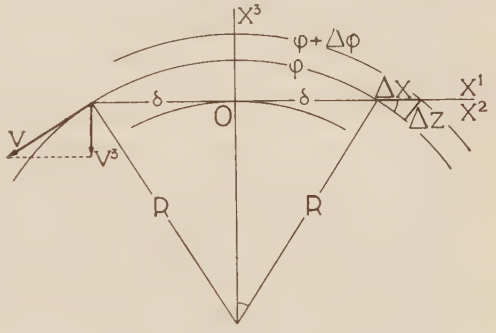

Fig. 1.

L'extension horizontale du domaine D_3 est de l'ordre de 500 kilomètres.

Enfin, les premiers membres des relations (4) définissant Δ_3 sont (à l'origine et ailleurs) de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3}. D'autre part $v \frac{\partial p}{\partial x^3}$, $\frac{\partial q}{\partial x^3}$ ... sont, à l'origine, de l'ordre de 10 et il faudra s'éloigner horizontalement de plusieurs milliers de kilomètres avant qu'ils soient de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2}.

[1] Toutes les grandeurs étant mesurées dans le système M. T. S.

L'extension horizontale du domaine Δ_3 est donc de plusieurs milliers de kilomètres.

Tous ces domaines ont d'ailleurs une extension verticale de plusieurs dizaines de kilomètres. Ils sont emboîtés les uns dans les autres suivant l'ordre[1]

$$\mathfrak{D}_3 \subset D_3 \subset \Delta_3.$$

Si l'on désire travailler dans D_3, les équations (5) doivent être remplacées par

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} + 2\,\omega_{12}\,v^2 &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^1} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^1}, \\ \frac{dv_2}{dt} + 2\,\omega_{21}\,v^1 &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}, \\ 0 &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^3} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^3}. \end{aligned} \tag{6}$$

En conclusion, les équations (5) peuvent être utilisées à condition de changer de trièdre $0x^1\,x^2\,x^3$ chaque fois qu'on se déplace d'une dizaine de mètres; il faudrait utiliser beaucoup plus de trièdres qu'il y a de stations d'observations météorologiques au sol.

Les équations (6) peuvent être utilisées à condition de changer de repère chaque fois qu'on se déplace de quelques centaines de kilomètres. Il suffirait par exemple d'associer un trièdre à chaque station aérologique actuellement en exploitation dans l'hémisphère Nord.

Remarques. 1° Si l'on se sert des équations approchées (6) pour déterminer v_1, v_2, v_3, connaissant v, p et φ (supposées fournies par l'observation), on les regarde non pas comme *équations approchées du mouvement exact* mais comme *équations exactes d'un mouvement approché.*

Supposons qu'on possède une solution de (6) telle que v^1, v^2, soient à l'instant t_0 les composantes suivant x^1 et x^2 du vent observé. Il y aurait lieu de déterminer l'intervalle de temps $t_1 < t < t_2$ ($t_1 < t_0 < t_2$) pendant lequel cette solution définit réellement un *mouvement approché.*

Le domaine de validité des équations (6) n'est donc pas engendré par le déplacement de D_3 pour toutes les valeurs de t: c'est un domaine borné à quatre dimensions D_4 dont il y aurait lieu de déterminer l'extension suivant l'axe des temps.

2° Les équations (6) sont au nombre de trois, pour deux inconnues v_1, v_2. Elles supposent en fait que la dernière (dont tous les termes sont fournis par l'observation) est vérifiée par l'expérience. Ceci n'offre guère de difficulté, puisque dans l'état actuel de la technique, l'altitude d'une surface isobare est calculée en supposant cette relation exacte.

3° En écrivant

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} + 2\,\omega_{12}\,v^2 &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^1} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^1}, \\ \frac{dv_2}{dt} + 2\,\omega_{21}\,v^1 &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^2}, \\ \frac{dv_3}{dt} &= -v\,\frac{\partial p}{\partial x^3} - \frac{\partial \varphi}{\partial x^3} \end{aligned} \tag{6'}$$

[1] Le symbole $\subset$ signifie „est contenu dans".

on obtient trois équations pour les trois inconnues v_1, v_2, v_3. En développant

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial v_i}{\partial x^j} v^j + \frac{\partial v_i}{\partial t}$$

et en résolvant par rapport aux $\frac{\partial v_i}{\partial t}$, le système d'équations aux dérivées partielles du premier ordre devient du type de Cauchy-Kowalewski. En raisonnant comme si toutes les fonctions en jeu étaient holomorphes, on voit qu'il existe une solution (et une seule) telle que, à l'instant t_0, v_1 et v_2 soient les composantes observées du vent et $v_3 \equiv 0$. Si le second membre de la troisième équation (6′) est identiquement nul, on aura $v_3 \equiv 0$ dans tout le domaine d'existence de la solution.

4° *Insistons sur le fait que dans la suite de cet article nous étudions exclusivement des propriétés exactes du mouvement approché; en d'autres termes, des propriétés qui se déduisent* rigoureusement *de (3) et (6) (ou de (3) et (6′)).*

3. — Les équations (5) sont adaptées à l'étude des cartes d'un niveau déterminé sur lesquelles on représente le champ de la pression. Or on dresse des cartes d'altitude représentant la topographie d'une surface isobare; il y a lieu d'utiliser alors les équations

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} + 2\,\omega_{12}\,v^2 &= -\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x^1}, \\ \frac{dv_2}{dt} + 2\,\omega_{21}\,v^1 &= -\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x^2}, \\ 0 &= -\tilde{v} - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial p} \end{aligned} \tag{7}$$

dans lesquelles φ et $\tilde{v}$ sont le géopotentiel et le volume spécifique exprimés cette fois en fonction de x^1, x^2, p, t.

Pour obtenir ces expressions $\tilde{\varphi}$ et $\tilde{v}$, on tire x^3 de la relation $p = p\,(x^1, x^2, x^3, t)$, ce qui donne $x^3 = f\,(x^1, x^2, p, t)$; portant ensuite cette valeur dans p, φ, v, il vient

$$\begin{aligned} p &\equiv p\,[x^1, x^2, f\,(x^1, x^2, p, t), t], \\ \varphi\,(x^1, x^2, p, t) &\equiv \varphi\,[x^1, x^2, f\,(x^1, x^2, p, t)], \\ \tilde{v}\,(x^1, x^2, p, t) &\equiv v\,[x^1, x^2, f\,(x^1, x^2, p, t), t]^1. \end{aligned} \tag{8}$$

Les équations (7) sont établies à partir de (5) par S. Petterssen [4] et J. Van Mieghem [5], [6] en utilisant l'hypothèse

$$\varphi = g\,x^3 \quad (g = \mathrm{C^{te}})$$

qui n'est valable que dans $\mathfrak{D}_3$. Il semble donc que la validité de (7) soit limitée à ce même domaine. Nous montrerons qu'elles sont en réalité valables dans D_3; en d'autres termes:

Théorème I: *Les équations (7) sont conséquence des équations (6) quelle que soit la forme de la fonction φ et sont donc valables dans D_3.*

[1] Les symboles φ et $\tilde{\varphi}$ (v et $\tilde{v}$) représentent la même grandeur physique mais des fonctions mathématiques différentes.

On a en effet en vertu de (8)

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial x^1} = \frac{\partial\varphi}{\partial x^1} + \frac{\partial\varphi}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial x^1}, \quad 0 = \frac{\partial p}{\partial x^1} + \frac{\partial p}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial x^1},$$

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial x^2} = \frac{\partial\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial\varphi}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial x^2}, \quad 0 = \frac{\partial p}{\partial x^2} + \frac{\partial p}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial x^2},$$

$$\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial p} = \frac{\partial\varphi}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial p}, \quad 1 = \frac{\partial p}{\partial x^3}\frac{\partial f}{\partial p}.$$

L'élimination des dérivées partielles de f en tenant compte de la troisième équation (6), établit l'égalité des seconds membres de (6) et (7).

4. — Ce que nous venons de voir pourrait faire croire à une propriété particulière des surfaces isobares qui n'a pas d'équivalent pour les surfaces équigéopotentielles. Il n'en est rien.

Au lieu d'exprimer le géopotentiel en fonction de x^1, x^2, p, t, nous pourrions tirer x^3 de la relation $\varphi = \varphi(x^1, x^2, x^3)$ et exprimer la pression en fonction de x^1, x^2, φ et t. Nous aurions

$$x^3 = F(x^1, x^2, \varphi): \quad \varphi \quad \varphi[x^1, x^2, F(x^1, x^2, \varphi)]:$$
$$p[x^1, x^2, F(x^1, x^2, \varphi), t] \quad \hat{p}(x^1, x^2, \varphi, t);$$
$$v[x^1, x^2, F(x^1, x^2, \varphi), t] \equiv \hat{v}(x^1, x^2, \varphi, t).$$

Un calcul analogue au précédent établirait le

Théorème II: *Les équations*

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} + 2\,\omega_{12}\,v^2 &= -\hat{v}\frac{\partial\hat{p}}{\partial x^1}, \\ \frac{dv_2}{dt} + 2\,\omega_{21}\,v^1 &= -\hat{v}\frac{\partial\hat{p}}{\partial x^2}, \\ 0 &= -\hat{v}\frac{\partial\hat{p}}{\partial\varphi} - 1 \end{aligned} \tag{9}$$

sont conséquence de (6) et sont valables dans D_3.

5. — Ces deux propositions sont cas particuliers d'un théorème plus général qui permet d'obtenir des équations adaptées à l'étude de surfaces quelconques, par exemple les surfaces isostères, les surfaces isentropiques, les surfaces frontales, la tropopause, etc.

Avant d'en arriver là, il nous paraît utile de faire une remarque sur les équations (7) et (9) au point de vue de la clarté mathématique.

Les équations (6) expriment l'égalité de deux vecteurs covariants: l'un de composantes $J_i + C_i$, l'autre de composantes K_i[1]. Ces équations sont identiques à

$$J_i + C_i = K_i$$

et s'appliquent au système de coordonnées x^1, x^2, x^3, t.

[1] Les J_i, C_i, K_i étant définis par

$$J_1 = \frac{dv_1}{dt}, \; J_2 = \frac{dv_2}{dt}, \; J_3 = \frac{dv_3}{dt} = 0; \; C_1 = 2\,\omega_{12}\,v^2, \; C_2 = 2\,\omega_{21}\,v^1, \; C_3 = 0;$$
$$K_i = -v\frac{\partial p}{\partial x^i} - \frac{\partial\varphi}{\partial x^i}.$$

Les équations (7) et (9) s'en déduisent respectivement en considérant les changements de variables

$$\begin{aligned} \tilde{x}^1 &= x^1 \quad , \quad \hat{x}^1 = x^1 \quad , \\ \tilde{x}^2 &= x^2 \quad , \quad \hat{x}^2 = x^2 \quad , \\ \tilde{x}^3 &= p\,(x^1, x^2, x^3, t); \quad \hat{x}^3 = \varphi\,(x^1, x^2, x^3). \end{aligned} \tag{10}$$

Il en résulte pour le vecteur K de nouvelles composantes

$$\tilde{K}_i = \frac{\partial x^j}{\partial \tilde{x}^i} K_j, \quad \hat{K}_i = \frac{\partial x^j}{\partial \hat{x}^i} K_j$$

soit

$$\begin{aligned} \tilde{K}_1 &= K_1 \quad + \frac{\partial x^3}{\partial \tilde{x}^1} K_3, & K_1 &= K_1 \quad + \frac{\partial x^3}{\partial \hat{x}^1} K_3, \\ \tilde{K}_2 &= \quad K_2 + \frac{\partial x^3}{\partial \tilde{x}^2} K_3, & \hat{K}_2 &= \quad K_2 + \frac{\partial x^3}{\partial \hat{x}^2} K_3, \\ \tilde{K}_3 &= \qquad \frac{\partial x^3}{\partial \tilde{x}^3} K_3; & \hat{K}_3 &= \qquad \frac{\partial x^3}{\partial \hat{x}^3} K_3. \end{aligned}$$

Compte tenu de $K_3 = 0$, on a

$$K_i = \tilde{K}_i = \hat{K}_i, \tag{11}$$

relations dont découlent les équations (7) et (9) sous les formes

$$J_i + C_i = \tilde{K}_i \quad \text{et} \quad J_i + C_i = \hat{K}_i.$$

On voit que les premiers membres se rapportent au système de référence x^1, x^2, x^3, t et les seconds à des systèmes différents. Une telle façon de faire peut prêter à confusion et il y a lieu d'écrire

$$\tilde{J}_i + \tilde{C}_i = \tilde{K}_i \quad \text{et} \quad \hat{J}_i + \hat{C}_i = \hat{K}_i,$$

les symboles $\sim$, $\wedge$ indiquant les nouvelles composantes des vecteurs en jeu.

De même que (11), on a d'ailleurs

$$J_i = \tilde{J}_i = \hat{J}_i; \quad C_i = \tilde{C}_i = \hat{C}_i.$$

6. — Les transformations (10) sont cas particuliers de transformations des types

$$\bar{x}^i = \bar{x}^i\,(x^1, x^2, x^3) \tag{12}$$

et

$$\bar{x}^i = \bar{x}^i\,(x^1, x^2, x^3, t). \tag{13}$$

Les premières dont le rôle en Météorologie est étudié par J. Van Mieghem [7], correspondent à la localisation des phénomènes météorologiques dans un espace $E_3\,(x^1, x^2, x^3)$ à trois dimensions, le temps jouant le rôle de paramètre. Au contraire, les secondes font jouer à la variable t un rôle analogue à celui des x; pour être complet, il faudrait écrire (en posant $t = x^4$):

$$\bar{x}^i = \bar{x}^i\,(x^j, x^4),\ \bar{x}^4 = x^4 \text{ (ou inversement, } x^i = x^i\,(\bar{x}^j, \bar{x}^4),\ x^4 = x^4). \tag{13'}$$

Lorsqu'on utilise de telles transformations, les phénomènes météorologiques doivent être localisés dans un espace à quatre dimensions $E_4\,(x^1, x^2, x^3, x^4)$, la variable de temps étant intimement liée aux variables de position.

Or dans cet espace les vecteurs et tenseurs habituels ont 4, 16, ... composantes; la considération de «vecteurs covariants à 3 composantes» comme nous venons de le faire, demande donc une explication. En même temps nous examinerons comment se transforment les v_i, v^i, ω_{ij}, $\frac{dv_i}{dt}$ de manière à obtenir une expression adéquate de $\vec{J}$ et $\vec{C}$ dans les nouvelles variables.

Dans E_4, les quatre composantes A_1, A_2, A_3, A_4 d'un vecteur covariant $\vec{A}$ se transforment de la manière suivante[1]:

$$A_\alpha = \frac{\partial x^\beta}{\partial \bar{x}^\alpha} A_\beta, \quad \text{soit} \quad \begin{aligned} \bar{A}_i &= \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i} A_j \\ A_4 &= \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^4} A_j + A_4. \end{aligned}$$

On voit que, par suite de la conservation de la quatrième coordonnée ($\bar{x}^4 = x^4$), les trois premières composantes A_i se transforment indépendamment de la quatrième. Ceci nous permet d'envisager des êtres à trois composantes $\mathfrak{A}_1, \mathfrak{A}_2, \mathfrak{A}_3$ — que nous appellerons *3-vecteurs covariants* — dont la variance est définie par

$$\bar{\mathfrak{A}}_i = \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i} \mathfrak{A}_j.$$

Lorsqu'on a affaire à une transformation (12) opérant dans l'espace E_3 des (x^1, x^2, x^3), cette loi de transformation est précisément celle des vecteurs covariants de E_3; *les 3-vecteurs covariants* $\vec{\mathfrak{A}}$ *généralisent donc dans* E_4 *les vecteurs covariants de* E_3.

Si nous remarquons que les dérivées partielles d'une fonction invariante[2] quelconque $F\,(x^1, x^2, x^3, x^4)$ par rapport aux x^1, x^2, x^3 constituent un 3-vecteur covariant, nous aurons achevé de justifier l'utilisation au n° précédent du «vecteur $\vec{K}$ à trois composantes».

Les équations de la dynamique atmosphérique devant être invariantes par rapport aux transformations (13), dès que nous regardons $\vec{K}$ comme un 3-vecteur covariant de E_4, nous sommes obligés de regarder également les vecteurs $\vec{J}$ et $\vec{C}$ comme des 3-vecteurs covariants.

7. — Le procédé que nous venons de suivre est le suivant: nous avons défini de manière cohérente par rapport aux transformations (13′) une

[1] Un indice grec sera toujours supposé varier de 1 à 4; un indice latin de 1 à 3.

[2] «Invariante» signifie que $\bar{F}\,(\bar{x}^1, \bar{x}^2, \bar{x}^3, \bar{x}^4) = F\,(x^1, x^2, x^3, x^4)$.

loi de transformation des composantes d'un être $\overset{\rightarrow}{\mathfrak{A}}$, cette loi étant identique à celle d'un vecteur covariant de E_3 lorsqu'on se limite à une transformation (12). Généralisons rapidement cette méthode aux v_i, v^i, ω_{ij}, $\frac{dv_i}{dt}$.

En ce qui concerne la vitesse covariante v_i, il est clair que nous pouvons la considérer comme un 3-vecteur covariant; en variables $\bar{x}^\alpha$, on aura donc $v_i = \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i} v_j$. Pour mettre en évidence le caractère *tri*-vectoriel, nous écrirons dorénavant $\mathfrak{v}_i$, $\bar{\mathfrak{v}}_i$ au lieu de v_i, $\bar{v}_i$.

Passons à ω_{ij}. Étant donné un tenseur deux fois covariant $T_{\alpha\beta}$ de E_4 (16 composantes), la loi de transformation est

$$\bar{T}_{\alpha\beta} = \frac{\partial x^\varrho}{\partial \bar{x}^\alpha} \frac{\partial x^\sigma}{\partial \bar{x}^\beta} T_{\varrho\sigma};$$

on voit immédiatement en tenant compte de $x^4 = x^4$ que les neuf composantes T_{ij} se transforment indépendamment des sept composantes T_{i4}, T_{4i}, T_{44}. D'où la possibilité de considérer des êtres à neuf composantes $\mathfrak{T}_{ij}$ ayant la variance

$$\bar{\mathfrak{T}}_{ij} = \frac{\partial x^r}{\partial \bar{x}^i} \frac{\partial x^s}{\partial \bar{x}^j} \mathfrak{T}_{rs};$$

ces êtres ne sont autres que les tenseurs deux fois covariants de E_3 lorsqu'on se limite à une transformation (12). Ceci nous permet de considérer ω_{ij} comme ayant dans (13) la variance de $\mathfrak{T}$; en variables $\bar{x}^\alpha$ on aura donc $\omega_{ij} = \frac{\partial x^r}{\partial \bar{x}^i} \frac{\partial x^s}{\partial \bar{x}^j} \omega_{rs}$.

Passons maintenant à v^i. Dans E_4 la loi de transformation d'un vecteur contravariant B^1, B^2, B^3, B^4 s'écrit

$$\bar{B}^\alpha = \frac{\partial \bar{x}^\alpha}{\partial x^\beta} B^\beta, \quad \text{soit} \quad \begin{aligned} B^i &= \frac{\partial x^i}{\partial \bar{x}^j} \bar{B}^j + \frac{\partial x^i}{\partial \bar{x}^4} \bar{B}^4, \\ B^4 &= \bar{B}^4. \end{aligned}$$

On voit que si la quatrième composante est nulle, cela reste vrai après la transformation (13) et que les trois premières composantes B^i subissent une transformation linéaire entre elles. Ceci nous permet de considérer des êtres à trois composantes $\mathfrak{B}^i$ — que nous appellerons *3-vecteurs contravariants* — ayant la variance

$$\bar{\mathfrak{B}}^i = \frac{\partial \bar{x}^i}{\partial x^j} \mathfrak{B}^j;$$

ces êtres ne sont autres que les vecteurs contravariants de E_3 lorsqu'on se limite à une transformation (12).

Il est facile de vérifier que les expressions $\mathfrak{A}_i \mathfrak{B}^i$ et $\mathfrak{T}_{ij} \mathfrak{B}^j$ sont respectivement un invariant et un 3-vecteur covariant (ce qui généralise dans E_4 les produits contractés classiques $A_\alpha B^\alpha$ et $T_{\alpha\beta} B^\beta$).

Ce qui précède nous montre que nous pouvons considérer la vitesse contravariante comme un 3-vecteur contravariant de E_4; en variables $\bar{x}^\alpha$ ses composantes seront $\bar{v}^i = \dfrac{\partial x^i}{\partial x^j} v^j$. Pour mettre en évidence le caractère *tri*-vectoriel, nous écrirons dorénavant $\mathfrak{v}_i$, $\bar{\mathfrak{v}}_i$ au lieu de v_i, $\bar{v}_i$.

Mais il y a intérêt en même temps à considérer la vitesse contravariante comme un vecteur contravariant ordinaire (à quatre composantes) de E_4; en variables initiales x^α, on définit ses trois premières composantes comme égales aux composantes habituelles et l'on pose la quatrième égale à 1. Nous représenterons les composantes de ce 4-vecteur par v^1, v^2, v^3, v^4. En variables x^α, on a $v^i = \mathfrak{v}^i$, $v^4 = 1$; en variables nouvelles, on a encore $\bar{v}^4 = 1$, mais $\bar{v}^i \neq \bar{\mathfrak{v}}^i$, sauf après une transformation (12).

Le 3-vecteur contravariant $\vec{\mathfrak{v}}$ jouit de la propriété que l'expression $\omega_{ij}\,\mathfrak{v}^j$ est un 3-vecteur covariant (ce qui ne serait pas vrai de $\omega_{ij}\,v^j$).

Le 4-vecteur contravariant $\vec{v}$ permet d'écrire la dérivée totale d'une fonction $F(x^\alpha)$ sous la forme

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial x^\alpha} v^\alpha.$$

Si la fonction F est invariante, il en est de même de $\dfrac{dF}{dt}$:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial x^\alpha} v^\alpha = \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{x}^\alpha} \bar{v}^\alpha = \frac{d\bar{F}}{dt}.$$

Par contre, l'opérateur $\dfrac{d}{dt}$ appliqué aux composantes d'un 3-vecteur (par exemple) covariant ne fournit pas les composantes d'un 3-vecteur covariant, fait déjà bien connu pour les transformations (12)[1]. Il y a donc lieu de définir un opérateur dérivation absolue $\dfrac{D}{Dt}$ qui, appliqué à un 3-vecteur covariant fournisse un 3-vecteur covariant. On le choisit de telle sorte qu'il se réduise à $\dfrac{d}{dt}$ dans les coordonnées initiales.

On doit donc avoir

$$\frac{D}{Dt}\,\mathfrak{a}_i = \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i}\left(\frac{d}{dt}\,\mathfrak{a}_j\right)$$

d'où

$$\frac{D}{Dt}\,\bar{\mathfrak{a}}_i = \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i}\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial x^k}{\partial x^j}\,\bar{\mathfrak{a}}_k\right) = \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i}\,\frac{\partial x^k}{\partial x^j}\,\frac{d}{dt}\,\bar{\mathfrak{a}}_k + \frac{\partial x^j}{\partial \bar{x}^i}\,\frac{\partial^2 \bar{x}^k}{\partial x^j\,\partial x^\alpha}\,\bar{\mathfrak{a}}_k\,v^\alpha$$

d'où finalement[2]

$$\frac{D}{Dt}\,\bar{\mathfrak{a}}_i = \frac{d}{dt}\,\mathfrak{a}_i - \Gamma_i{}^j{}_\alpha\,\bar{\mathfrak{a}}_j\,\bar{v}^\alpha \quad \text{avec} \quad \Gamma_i{}^j{}_\alpha = -\frac{\partial x^k}{\partial \bar{x}^i}\,\frac{\partial x^\beta}{\partial \bar{x}^\alpha}\,\frac{\partial^2 \bar{x}^j}{\partial x^k\,\partial x^\beta}.$$

[1] Voir [1], ch. V.

[2] Le cas actuel généralise celui traité par [1], ch. V, qui envisage une transformation (12); les $\Gamma_i{}^j{}_4$ sont alors identiquement nuls. Voir également [7], ch. I, § 3.

8. — Nous pouvons maintenant transcrire les équations (1) en variables $\bar{x}^\alpha$ sous la forme

$$\frac{D\bar{v}_i}{Dt} + 2\,\bar{\omega}_{ij}\,\bar{v}^j = -\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^i} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^i}.$$

Pour écrire correctement les premiers membres des équations (7) et (9), il faut tout d'abord remarquer que l'on ne peut écrire $C_i = 2\,\omega_{ij}\,\mathfrak{v}^j$ puisque $C_3 = 0$ (voir note 1, p. 230) et $2\,\omega_{3j}\,\mathfrak{v}^j = 2\,\omega_{31}\,\mathfrak{v}^1 = 0$. On peut cependant écrire $C_i = 2\,\Omega_{ij}\,\mathfrak{v}^j$ à condition d'introduire un nouveau tenseur antisymétrique Ω_{ij} du type de $\mathfrak{T}$ dont toutes les composantes sont nulles par définition sauf $\Omega_{12} = -\Omega_{21} = \omega_{12} = -\omega_{21}$. Dans les nouvelles variables $\tilde{x}^\alpha$, $\hat{x}^\alpha$, les seules composantes non nulles sont $\tilde{\Omega}_{12} = -\tilde{\Omega}_{21} = \hat{\Omega}_{12} = -\hat{\Omega}_{21} = \Omega_{12} = -\Omega_{21}$.

Observons en outre que, pour une transformation (10), tous les $\Gamma_i^j{}_\alpha$ sont nuls sauf ceux pour lesquels $j = 3$ et que, d'autre part, la relation (3) donne lieu à $\tilde{v}_3 = \hat{v}_3 = 0$. Les premiers membres de (7) et (9) doivent donc s'écrire

$$\begin{array}{lll} \dfrac{d\tilde{v}_1}{dt} + 2\,\tilde{\Omega}_{12}\,\tilde{v}^2, & & \dfrac{d\hat{v}_1}{dt} + 2\,\hat{\Omega}_{12}\,\hat{v}^2, \\ \dfrac{d\tilde{v}_2}{dt} + 2\,\tilde{\Omega}_{21}\,\tilde{v}^1, & & \dfrac{d\hat{v}_2}{dt} + 2\,\hat{\Omega}_{21}\,\hat{v}^1, \\ 0 & : & 0. \end{array}$$

9. — Nous avons vu au no. 5 que les théorèmes I et II proviennent, en dernière analyse, de ce que la transformation (10) jouit de la propriété suivante:

Si un 3-vecteur covariant $\vec{\mathfrak{A}}$ *a sa dernière composante nulle, ses trois composantes sont invariables dans le changement de variable considéré (autrement dit, de* $\mathfrak{A}_3 = 0$ *résulte* $\mathfrak{A}_i = \tilde{\mathfrak{A}}_i = \hat{\mathfrak{A}}_i$).

Parmi les transformations (13′), les plus générales jouissant de cette propriété sont de la forme

$$\begin{array}{lll} \bar{x}^1 = x^1 + X^1(x^4), & & x^1 = \bar{x}^1 - X^1(\bar{x}^4), \\ \bar{x}^2 = x^2 + X^2(x^4), & & x^2 = \bar{x}^2 - X^2(\bar{x}^4), \\ \bar{x}^3 = \bar{x}^3(x^1, x^2, x^3, x^4), & \text{ou} & x^3 = x^3(\bar{x}^1, \bar{x}^2, \bar{x}^3, \bar{x}^4), \\ \bar{x}^4 = x^4; & & x^4 = \bar{x}^4. \end{array} \qquad (14)$$

X^1 et X^2 étant des fonctions de x^4 seulement.

Ces transformations donnent lieu à

$$J_i = J_i, \quad C_i = C_i, \quad K_i = K_i; \qquad (15)$$

d'autre part tous les $\Gamma_i^j{}_\alpha$ sont nuls sauf si $j = 3$ et la relation (3) donne lieu à $\bar{v}_3 = 0$. Ceci nous permet d'énoncer le

Théorème III: *Les équations*

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_1}{dt} + 2\,\bar{\Omega}_{12}\,\bar{v}^2 &= -\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^1} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^1} \\ \frac{d\bar{v}_2}{dt} + 2\,\bar{\Omega}_{21}\,\bar{v}^1 &= -\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^2} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^2} \\ 0 &= -\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^3} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^3} \end{aligned} \qquad (16)$$

sont les transformées de [6] par [14]; elles sont valables dans D_3 et, en outre, les relations (15) ont lieu.

Les théorèmes I et II en sont les cas particuliers pour lesquels

$$\bar{x}^3 = p\,(x^1, x^2, x^3, x^4) \quad \text{et} \quad \bar{x}^3 = \varphi\,(x^1, x^2, x^3).$$

De même que les équations (7) et (9) correspondent à l'étude des surfaces $p = \text{C}^{\text{te}}$ et $\varphi = \text{C}^{\text{te}}$, les équations (16) sont adaptées à l'étude des surfaces $\bar{x}^3 = \text{C}^{\text{te}}$. Ces surfaces sont quelconques, sauf que pour pouvoir inverser les formules (14) il faut supposer $\frac{\partial \bar{x}^3}{\partial x^3} \neq 0$, $\frac{\partial x^3}{\partial \bar{x}^3} \neq 0$. On pourra par exemple choisir comme famille $\bar{x}^3 = \text{C}^{\text{te}}$: les surfaces isothermes, les surfaces isostères, les surfaces isentropiques ou encore, une famille de surfaces comprenant une surface frontale, une famille de surfaces comprenant la tropopause, etc.... (cfr no. 12).

10. — Considérons à présent les transformations plus générales que (14)

$$\begin{aligned} \bar{x}^1 &= a_1{}^1\ x^1 + a_2{}^1\ x^2 + X^1\,(x^4), \\ \bar{x}^2 &= a_1{}^2\ x^1 + a_2{}^2\ x^2 + X^2\,(x^4), \\ \bar{x}^3 &= \bar{x}^3\,(x^1, x^2, x^3, x^4), \\ \bar{x}^4 &= x^4, \end{aligned} \tag{17}$$

les a étant des constantes quelconques (sauf $a_1{}^1\,a_2{}^2 - a_2{}^1\,a_1{}^2 \neq 0$). Ces transformations laissent nulle la troisième composante d'un 3-vecteur covariant si elle est nulle dans les variables initiales (conservation de la relation $\mathfrak{A}_3 = 0$); on a donc $K_3 = \bar{v}_3 = 0$. En outre les $\Gamma_i{}^j{}_\alpha$ sont nuls sauf si $j = 3$. Nous avons donc le

Théorème IV: *Les équations (16) sont transformées de (6) par (17) et sont valables dans D_3.*

11. — Recherchons à présent parmi les transformations (13) toutes celles qui conservent la relation $\mathfrak{A}_3 = 0$. En se reportant à la loi de transformation d'un 3-vecteur covariant (p. 10), on voit que cette condition implique $\frac{\partial \bar{x}^1}{\partial x^3} = \frac{\partial \bar{x}^2}{\partial x^3}$. Nous avons donc

$$\begin{aligned} \bar{x}^1 &= \bar{x}^1\,(x^1, x^2, x^4), \\ \bar{x}^2 &= \bar{x}^2\,(x^1, x^2, x^4), \\ \bar{x}^3 &= \bar{x}^3\,(x^1, x^2, x^3, x^4), \\ \bar{x}^4 &= x^4. \end{aligned} \tag{18}$$

Après une telle transformation, nous avons encore $K_3 = \bar{v}_3 = 0$, mais les $\Gamma_1{}^j{}_\alpha$, $\Gamma_2{}^j{}_\alpha$ ne sont plus nuls pour $j = 1,2$ comme c'était le cas après (17). Nous ne pouvons plus remplacer $\frac{D\bar{v}_1}{Dt}$, $\frac{D\bar{v}_2}{Dt}$ par $\frac{d\bar{v}_1}{dt}$, $\frac{d\bar{v}_2}{dt}$; néanmoins on voit aisément que les $\Gamma_3{}^j{}_\alpha$ sont nuls sauf si $j = 3$; on aura donc $\frac{Dv_3}{Dt} = \frac{dv_3}{dt} = 0$. D'où le

Théorème V: *Les équations*

$$\begin{aligned} \frac{D\bar{v}_1}{Dt} \qquad + 2\,\bar{\Omega}_{12}\,\bar{v}^2 &= -\,\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^1} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^1}, \\ \frac{D\bar{v}_2}{Dt} + 2\,\bar{\Omega}_{21}\,\bar{v}^1 &= -\,\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^2} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^2}, \\ 0 &= -\,\bar{v}\,\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}^3} - \frac{\partial\bar{\varphi}}{\partial\bar{x}^3} \end{aligned} \qquad (19)$$

sont les transformées de (6) par (18) et sont valables dans D_3.

12. — Remarque. Il est évident que les équations (16) sont moins maniables que leurs cas particuliers (7) et (9) par suite de la forme plus compliquée des seconds membres. Nous examinerons dans un prochain article dans quelle mesure il y a moyen de remédier à cet inconvénient et, en même temps, d'étendre le champ d'application de la méthode cinématique et différentielle d'analyse des cartes météorologiques.

P. S. Depuis la rédaction de cet article, nous avons eu connaissance de deux travaux récents de M. Mc Vittie traitant des problèmes connexes.

Dans le premier [*8*], l'auteur aboutit concernant la validité des équations approchées à des conclusions qui ne sont pas, pensons-nous, en contradiction avec les nôtres.

Pour faire apparaître le lien avec le second [*9*], rappelons que les axes initiaux $0x^1x^2x^3$ sont rectangulaires. Ceci nous donne la possibilité d'introduire un invariant métrique: le carré de la longueur d'un *vecteur d'espace* infiniment petit dx^1, dx^2, dx^3 ($dx^4 = 0$): $(ds)^2 = g_{ij}dx^i dx^j$. Les g_{ij} sont les composantes d'un tenseur du type de $\mathfrak{T}$; en variables initiales x^α on a $g_{ij} = 1$, $g_{ij} = 0$ $(i \neq j)$; en variables $\bar{x}^\alpha$, $\bar{g}_{ij} = \dfrac{\partial x^r}{\partial \bar{x}^i}\,\dfrac{\partial x^s}{\partial \bar{x}^j}\,g_{rs}$.

Le tenseur $\vec{g}$ permet d'associer à tout 3-vecteur contravariant $\mathfrak{B}^i$ (ou vecteur d'espace) un 3-vecteur covariant $\mathfrak{B}_i = g_{ij}\,\mathfrak{B}^j$. Si l'on désigne par g^{ij} le quotient du mineur de g_{ij} dans le déterminant $|g_{ij}|$ par ce déterminant, on a inversement $\mathfrak{B}^i = g^{ij}\,\mathfrak{B}_j$. Les 3-vecteurs contravariants et covariants sont donc liés par une correspondance biunivoque et réciproque.

Le carré de la longueur d'un 3-vecteur est un scalaire invariant défini par

$$\mathfrak{B}^2 = g_{ij}\,\mathfrak{B}^i\,\mathfrak{B}^j = \mathfrak{B}_i\,\mathfrak{B}^i = g^{ij}\,\mathfrak{B}_i\,\mathfrak{B}_j.$$

Il importe de remarquer que la notion de „longueur" d'un 4-vecteur de E_4 est dépourvue de toute signification: de même il n'existe aucune correspondance entre 4-vecteurs contravariants et covariants. *L'espace* E_4 *réunit à la fois les caractères d'un espace euclidien et d'un espace affin.* Il est euclidien dans la direction des axes x^1, x^2, x^3, mais il est affin dans la direction de l'axe des temps.

Cette structure géométrique non symétrique de E_4 correspond au schéma de la mécanique newtonienne. Pour travailler dans un E_4 métrique

dans toutes les directions, M. Mc Vittie utilise la théorie de la Relativité: ainsi s'introduit artificiellement un paramètre c (vitesse de la lumière) étranger au problème. Les calculs sont dès-lors allourdis par la nécessité d'éliminer ce paramètre en le faisant tendre vers l'infini.

Qu'il nous soit permis d'indiquer que la question se rattache directement à un important mémoire de M. E. Cartan [*10*] dans lequel on trouve notamment un exposé de la dynamique classique des milieux continus dans un espace à quatre dimensions à connexion affine.

Bibliographie.

1. Brillouin, L.: Les tenseurs en mécanique et en élasticité. Paris, Masson, 1938.
2. Hesselberg, Th. und A. Friedmann: Die Größenordnung der meteorologischen Elemente usw. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Serie, Heft 6, 147—173 (1914).
3. Jaumotte, J.: Mouvement quasi-équivalent au mouvement de l'atmosphère. Bull. Acad. R. Belgique, Cl. Sciences, 5ème sér., **XVI**, 192—214 (1930).
4. Petterssen, S.: Upper air charts and analyses. Navaer, 50-IR-148, Washington, oct. 1944.
5. Van Mieghem, J.: Calcul approché des composantes du vent à l'aide des cartes d'altitude. Inst. R. Météor. Belg., Miscellanées, **XXIII** (1946).
6. — La divergence horizontale isobare du vent et la tendance barométrique. Ibid. **XXVIII** (1947).
7. — La stabilité du mouvement permanent, horizontal et isobare de l'air atmosphérique. Inst. R. Météor. Belg., Mémoires, **XXVIII** (1948).
8. Mc Vittie, G. C.: The equations governing the motion of a perfect-gas atmosphere, Quart. Journ. Mech. Appl. Math., vol. **1** (1948).
9. — A systematic treatment of moving axes in hydrodynamics. Proc. Roy. Soc. London Ser. A., vol. **196** (1949).
10. Cartan, E.: Sur les variétés à connexion affine et la théorie de la Relativité généralisée. Ann. Ec. Norm. Sup. 3° sér. t. **40** (1923).

551.510.52:551.524.7:551.547.3

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre bis 5 km Höhe und ihre gegenseitigen Beziehungen in statistisch-synoptischer Betrachtungsweise.

Von

H. Hoinkes.

Mit 21 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Im ersten Teil der Arbeit wird ein homogenes, auf 44 Stationen verteiltes Material von 48048 24stündigen Änderungen von Bodendruck, Höhe der 500 mb-Fläche und barometrischer Mitteltemperatur zwischen 500 und 1000 mb-Fläche über Mitteleuropa nach den Methoden der beschreibenden Statistik bearbeitet. Variationsbreite, interdiurne Veränderlichkeit, Streuung, Schiefe und Exzeß werden ermittelt. Der Vergleich der Häufigkeitsverteilungen mit der Gaußschen Fehlerverteilungsfunktion zeigt als wichtigste Abweichung den durchwegs positiven Exzeß. Die am Festland positive, am Meer negative Schiefe ergibt zusammen mit der Anzahl der positiven und negativen Änderungen, daß am Festland der Druckfall häufiger, der Druckanstieg intensiver, am Meer dagegen der Druckanstieg häufiger, der Druckfall intensiver ist.

Die Zahl der mit Mitteltemperaturänderungen entgegengesetzten, bzw. gleichen Vorzeichens verbundenen Bodendruckänderungen wird nur von der Land-Meer-Verteilung bestimmt. Nur am Festland sind die Bodendruckänderungen auch im Mittel mit inversen Temperaturänderungen kombiniert. Die relative Intensität der niedrig-thermischen Bodendruckänderungen nimmt außerdem mit abnehmender Breite zu.

Im zweiten Teil wird ein um 26 Stationen vermehrtes, insgesamt 67044 analoge Änderungswerte umfassendes Material im Raum Nordatlantik bis Innerasien und Spitzbergen bis Nordafrika mit der Korrelationsmethode untersucht. Es ergibt sich, daß am Ozean die 24stündigen Bodendruckänderungen weitgehend den gleichzeitigen Druckänderungen in 5,5 km Höhe entsprechen, während am Kontinent diese Beziehung nur lose ist (Abb. 16). Dagegen fehlt am Ozean der Zusammenhang zwischen Änderungen von

Bodendruck und Mitteltemperatur, der am Kontinent ausgesprochen invers ist (Abb. 17). Die Beziehung zwischen Druckänderungen in 5,5 km Höhe und Mitteltemperaturänderungen der Troposphäre unterhalb dieser Höhe ist durchwegs positiv, aber relativ am schlechtesten über den Zonen größter horizontaler Temperaturgegensätze (Abb. 18).

Der dritte Teil enthält eine Diskussion der Ergebnisse, die sich erstreckt auf den vertikalen Aufbau der Isallobarengebiete, die Kompensation hoher Druckänderungen in der unteren Troposphäre, die Leewirkung, die Natur der Bodendruckänderungen und die Zyklonenentstehung. Dabei ergibt sich innerhalb der Grenzen, die einer statistischen Untersuchung gezogen sind, daß besonders durch das infolge der Land-Meer-Verteilung wechselnde Vermögen der unteren Troposphäre, obere Druckänderungen zu kompensieren, das vielfältige Bild der gegenseitigen Beziehungen der Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre verstanden werden kann.

Summary. In the first part of the paper a homogeneous material of 48048 data, distributed over 44 stations of Europe, including 24 hours' variations of ground pressure, height of the 500 mb surface, and barometric mean temperature between 500 and 1000 mb, is statistically evaluated. Values are given for the range of variation, interdiurnal variability, standard deviation, skewness, and excess. Comparison of the frequency distributions with the Gaussian function of error distribution shows unexceptionally a positive excess. From the skewness being positive on the continent and negative on the ocean, together with the number of positive and negative variations, it can be concluded that on the continent pressure fall is more frequent and pressure rise more intensive, whereas on the ocean pressure rise is more frequent and pressure fall more intensive.

The number of ground pressure variations connected with respective variations of mean temperature is dependent on the land-sea distribution solely. Only on the continent the ground pressure variations are combined with inverse temperature variations also on the average. Besides, the relative intensity of the low-thermic ground pressure variations increases with decreasing latitude.

In the second part, material consisting of 67044 analogous data with 26 more stations covering the area from the North-Atlantic to Inner Asia and from Spitzbergen to North-Africa is examined by means of the correlation method. On the ocean, the 24 hours' ground pressure variations were found to correspond mostly with the simultaneous pressure variations at the height of 5,5 km, whereas on the continent no such close relation exists (fig. 16). On the other hand, there is no connection between pressure variations and mean temperature on the ocean, this relation being markedly inverse on the continent (fig. 17). The relation between pressure variations at 5,5 km height and variations of mean temperature in the troposphere below this height is positive throughout, however, least positive in the zones of greatest horizontal temperature contrasts (fig. 18).

Results are discussed in part 3, concerning the vertical structure of isallobaric areas, the compensation of high pressure variations in the lower troposphere, the lee-effect, the nature of ground pressure variations and the cyclogenesis. Therefrom it is concluded that, within the limits of accuracy of statistical investigations, the various mutual relations between variations of pressure and temperature in the lower troposphere can be accounted for by the varying conditions in the lower troposphere according

to the land-sea distribution which in one case allows compensation of upper pressure variations and in another not.

Résumé. La première partie contient le dépouillement d'observations faites en 44 endroits de la variation de la pression au sol en 24 h., de la hauteur de la surface isobare de 500 mb et de la température moyenne entre les surfaces de 500 et 1000 mb en Europe centrale; on calcule les fluctuations moyennes, la variabilité interdiurne, la déviation, le moment du 3ième ordre et le moment du 4ième ordre. En comparant la répartition des fréquences avec la loi des erreurs de GAUSS, on constate avant tout le moment du 4ième ordre positif. Le moment du 3ième ordre positif sur terre, négatif sur mer, combinée avec le nombre des variations positives et négatives montre que sur terre la baisse de pression est plus fréquente et la hausse plus forte, tandis que sur mer la hausse est plus fréquente et la baisse plus intense. Le nombre des variatione de pression au sol liées à des variations de température moyenne de signs contraire ou de même signe ne dépend que de la distribution des surfaces terrestres et océaniques. Sur terre seulement les variations de pression sont en moyenne combinées avec des variations de température de signe contraire. L'intensité relative des variations de pression au sol d'origine thermique s'accroît avec la diminution de la latitude.

Dans la deuxième partie, on étudie par la méthode de corrélation un matériel d'observations comprenant 26 stations de plus, soit au total 67044 valeurs réparties dans l'espace de l'Atlantique nord à l'Asie centrale et du Spitzberg à l'Afrique du nord. Il en résulte que sur mer la variation de pression au sol en 24 h. correspond essentiellement aux variations de pression à 5,5 km d'altitude, alors que sur le continent la relation n'est que peu accusée. Par contre sur mer le lien entre les variations de pression et celles de la température fait défaut, tandis que sur terre la relation est nettement inverse. La relation entre les variations de pression au niveau de 5,5 km et les variations de la température moyenne de la troposphère au-dessous de ce niveau est partout positive, mais est la moins apparente au-dessus des régions à forts gradients horizontaux de température.

La troisième partie contient une discussion des résultats s'étendant sur la structure verticale des domaines isallobariques, sur la compensation des variations de pression en altitude dans la basse troposphère, sur l'effet orographique, sur la nature des variations de pression au sol et sur la cyclogénèse. On conclut que dans le domaine ici exploré l'image complexe des relations mutuelles entre les variations de pression et de température dans la troposphère inférieure peut se comprendre grâce au fait que la distribution des océans et des continents crée dans la basse troposphère une compensation variable des variations de pression des hautes couches.

Einleitung.

Die vorliegende Arbeit untersucht mit statistisch-synoptischen Methoden die Eigenschaften der 24stündigen Druckänderungen am Boden im Zusammenhang mit den gleichzeitigen Änderungen des Druckes in 5,5 km Höhe und der barometrischen Mitteltemperatur der unteren Troposphäre zwischen Boden und 5,5 km Höhe. Die sehr zahlreichen, bisher zu diesem Problem gelieferten Beiträge verwenden zum Teil Mittelwerte mehrerer Stationen mit verschiedener Lage oder beziehen sich auf einzelne Punkte der Erdoberfläche, die für ein größeres Gebiet

nicht repräsentativ sind, wie eindeutig gezeigt werden wird. Einige neuere amerikanische Arbeiten (besonders *[8, 107, 117]*), die diese Nachteile nicht aufweisen, konnten zum Ausbau der Ergebnisse noch verwendet werden.

I. Statistisch-synoptische Bearbeitung der 24stündigen Änderungen von Bodendruck, Höhe der 500 mb-Fläche und Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche.

1. Material und Bearbeitung.

Das Ausgangsmaterial für den ersten Teil der Untersuchung bilden 44 aus je 364 Einzelwerten bestehende Häufigkeitsverteilungen der gleichzeitigen 24stündigen Änderungen des Bodendruckes in mb (im folgenden abgekürzt mit Δp), der Höhe der 500 mb-Fläche in dynamischen Dekametern (abgekürzt mit ΔH) und der Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche in dynamischen Dekametern (abgekürzt mit Δh). Es werden somit 48048 Änderungswerte verwendet, die aus den Hamburger Wetterkarten *[184]* für alle Tage des Jahres 1938 fortlaufend ermittelt wurden.

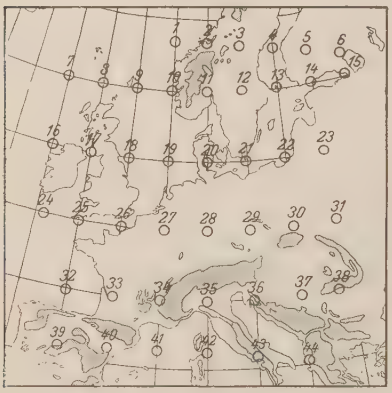

Abb. 1. Lageplan der Punkte für die Auswertung.

Damit Häufigkeitsverteilungen und die aus ihnen ermittelten Charakteristiken auch bei einer kleineren Anzahl von Einzelwerten miteinander vergleichbar bleiben, müssen sie aus der gleichen Anzahl von Einzelwerten, die sich lückenlos über den gleichen Zeitraum erstrecken, gebildet werden. Diese Forderung ließe sich für die Δp bei den meisten Stationen mühelos verwirklichen, ihre Erfüllung für ΔH und Δh bereitet jedoch unüberwindliche Schwierigkeiten, da selbst gute aerologische Stationen gelegentlich ausfallen. Um diesen Schwierigkeiten zu begegnen, wurden nicht die Ergebnisse der einzelnen Aufstiege direkt, sondern die aus diesen Aufstiegen konstruierten Höhenwetterkarten (absolute und relative Topographie der 500 mb-Fläche) verwendet *[168]*.

Das untersuchte Gebiet erstreckt sich von etwa 63 N bis 41 N und von 10 W bis 30 E. In diesem Gebiet wurden 44 5°-Schnittpunkte fixiert (Abb. 1) und für jeden dieser Punkte während des Jahres 1938 die fortlaufenden täglichen 8 Uhr-Werte des Bodendrucks in ganzen mb, sowie die Höhe der absoluten und relativen Topographie der 500 mb-Fläche in dynamischen Dekametern durch Interpolation zwischen den Isobaren bzw. Isopotentialen entnommen. Daraus wurden die 24stündigen Änderungen Δp, ΔH und Δh gebildet.

Dieses Verfahren ist nicht übermäßig genau, doch gewinnt man damit ein völlig homogenes, zeitlich lückenlos über ein volles Jahr sich erstreckendes und gleichmäßig über einen verhältnismäßig großen Raum verteiltes Material. Es bietet noch den Vorteil, daß, da die Isopotentialen das wahrscheinlichste, durch Aufstiegsfehler einzelner Stationen nicht verfälschte Bild zeigen, die ermittelten Änderungswerte von systematischen Fehlern frei sein dürften. Daß diese Annahme im allgemeinen berechtigt ist, wird später gezeigt werden. Größere Fehler sind nach den bisherigen Erfahrungen [*178*] nur in den äußersten Randgebieten der Höhenkarten zu erwarten, wo der Verlauf der Isohypsen der Topographien zeitweise durch Aufstiege nicht genügend belegt ist. Die dadurch verursachten Fehler sind im Mittel gering.

Ein Jahr ist für eine statistische Untersuchung ein recht kurzer Zeitraum und ein aus 364 Änderungswerten bestehendes Kollektiv ist nicht groß zu nennen. Es erweist sich daher als notwendig, eine Zusammenfassung der Einzelwerte in Gruppen vorzunehmen, um einen glatten Verlauf der Häufigkeitsverteilungen zu erhalten. Auch die Art der Ermittlung der Ausgangswerte durch Interpolation zwischen den Isobaren bzw. Isopotentialen mit einer Genauigkeit von etwa 1 mb bzw. 1 dyn. Dekameter, läßt eine derartige Zusammenfassung in Gruppen mit einer Intervallbreite > 1 mb bzw. > 1 dyn. Dekameter geraten erscheinen, um nicht mit Werten von vorgetäuschter Genauigkeit rechnen zu müssen.

Die Intervallbreite wurde mit 3 mb bzw. 3 dyn. Dekameter (im folgenden abgekürzt mit ddm) festgelegt. In das Intervall Δp (bzw. ΔH, Δh) $= 0$ fallen alle Werte mit $\Delta p = -1, 0, +1$ mb (ddm), $\Delta p = +3$ enthält die Werte $+2$, $+3$, $+4$ mb (ddm) usw. Eine derartige Zusammenfassung des Materials kann unbedenklich vorgenommen werden, ihr Einfluß auf die Charakteristiken der Häufigkeitsverteilungen ist gering, wie eine Probe ergeben hat. Das gleiche Ergebnis hat diesbezüglich auch L. W. Pollak [*141*] in seiner strengen Untersuchung der Luftdruckfrequenzkurven in Europa erhalten.

Es wird, nach der Einteilung von L. W. Pollak [*141*] von folgenden Charakteristiken Gebrauch gemacht: primitive: Variationsbreite, elementare: durchschnittliche Abweichung, höhere: Streuung (standard deviation), Schiefe und Exzeß. Der Mittelwert ist, da das Material aus fortlaufenden 24stündigen Differenzwerten über ein Jahr besteht, für alle Punkte annähernd Null. Die einzelnen 24 stündigen Änderungswerte sind also gleichbedeutend mit Abweichungen vom Mittelwert. Die durchschnittliche Abweichung entspricht daher der interdiurnen Veränderlichkeit der Argumente selbst. Die höheren Charakteristiken wurden aus den höheren Momenten der Häufigkeitsverteilungen gewonnen [*112*, *187*]. Zum Vergleich wurde auch die von W. Köppen [*99*] angegebene „Asymmetrie" A berechnet, bzw. die „Schiefeprozente" nach Linde-berg [*95*].

In der vorliegenden Untersuchung wird nicht die Druckänderung in 5,5 km Höhe, sondern die Höhenänderung der 500 mb-Fläche mit der

Druckänderung am Boden in Beziehung gesetzt. Dafür sprechen zunächst praktische Gründe, denn die Geopotentiale können den Karten der absoluten und relativen Topographie der 500 mb-Fläche direkt entnommen werden und überdies behalten die Ergebnisse der Untersuchung ihre Anschaulichkeit für die Praxis des Wetterdienstes, in dem es allgemein üblich geworden ist, mit Höhenschwankungen bestimmter Druckflächen anstatt mit Druckschwankungen in festen Höhen zu arbeiten [*168*, *140*]. Zwischen der Höhenänderung der 500 mb-Fläche in ddm und der Bodendruckänderung in mb besteht die Beziehung [*142*]

$$\Delta p = 1{,}1\,\Delta H.$$

Einer Änderung der relativen Topographie der 500 mb-Fläche um 1 ddm entspricht eine Änderung der virtuellen Mitteltemperatur der Luftmasse um 0,5° C bzw. eine Bodendruckänderung von rund 1,4 mb.

Die durch die Zusammenfassung des Materials in Intervalle von je 3 mb bzw. 3 ddm, oder durch die mit 1 mb bzw. 1 ddm begrenzte Auswertegenauigkeit verursachten Fehler sind somit, wenn man sie auf das gleiche Niveau reduziert, von der gleichen Größenordnung.

Vergleicht man die Vorzeichen der korrespondierenden Werte von Δp, ΔH und Δh an einem Punkt, dann kann man qualitativ und rein formal eine Einteilung der Bodendruckänderungen in „hohe", „komplexe" und „niedrige" vornehmen, wie H. v. Ficker [*63*] wiederholt gezeigt hat.

Ist $\operatorname{sgn}\Delta p = \operatorname{sgn}\Delta H$ und $= \operatorname{sgn}\Delta h$ (sgn bedeutet Vorzeichen von . . .), setzt sich also die im Niveau der 500 mb-Fläche beobachtete Druckänderung bis zum Boden durch, trotz der in der Zwischenschicht eingetretenen Temperatur- und Dichteänderung, die für sich allein betrachtet eine Bodendruckänderung von entgegengesetztem Vorzeichen hervorrufen müßte, dann wird diese Bodendruckänderung „hoch" genannt. Zu den „hohen" Δp werden auch die Fälle $\operatorname{sgn}\Delta p$ $\operatorname{sgn}\Delta H$ und $\Delta h = 0$, also ohne Mitteltemperaturänderung in der unteren Troposphäre gerechnet. Die so definierte „hohe" Druckänderung entspricht der „primären" Druckänderung nach v. Ficker [*57*] und ist aus Temperatur- und Dichteänderungen zwischen Boden und 5,5 km Höhe nicht zu verstehen.

Ist $\operatorname{sgn}\Delta p = \operatorname{sgn}\Delta H$ und $\neq \operatorname{sgn}\Delta h$, wirkt also die in der Schicht zwischen 1000 und 500 mb eingetretene Temperaturänderung vergrößernd auf die Druckänderung am Boden, dann heißt diese Bodendruckänderung „komplex". Temperatur- und Dichteänderungen der Schicht Boden bis 5,5 km Höhe und Druckänderungen unbestimmter Ursache in größeren Höhen summieren sich.

Ist $\operatorname{sgn}\Delta p \neq \operatorname{sgn}\Delta H$ und $\neq \operatorname{sgn}\Delta h$, bestimmen also die zwischen Boden und 5,5 km Höhe eingetretenen Temperatur- und Dichteänderungen das Vorzeichen der Bodendruckänderung, ohne daß sich die Druckänderung im Niveau der 500 mb-Fläche bis zum Boden durchsetzen kann, dann wird diese Bodendruckänderung „niedrig" genannt. Zu den „niedrigen" Δp werden auch die Fälle $\operatorname{sgn}\Delta p \neq \Delta h$ und $\Delta H = 0$, also ohne Druckänderung in 5,5 km Höhe gerechnet. Die so definierte „niedrige"

Druckänderung ist identisch mit v. Fickers „sekundärer" Druckänderung und kann aus den Temperatur- und Dichteänderungen der unteren 5,5 km der Troposphäre verstanden werden.

Durch diese Einteilung können die Bodendruckänderungen, die durch troposphärische Temperaturänderungen zu erklären sind, von denjenigen unterschieden werden, deren Ursachen in größeren Höhen oder in anderen Vorgängen zu suchen sind [*61*, *43*].

Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wieweit das Jahr 1938 als repräsentativ gelten kann, wurden aus den von A. Peppler [*129*] veröffentlichten mittleren Isobarenkarten für die einzelnen Monate die mittleren Isanomalen des Luftdruckes für das Jahr 1938 berechnet. Die Isanomale Null verläuft längs des 55. Breitengrades und scheidet ein Gebiet positiver Anomalie im Süden (Kerngebiet + 2 mb bei den Azoren) von einem Gebiet negativer Anomalie im Norden (Kerngebiet — 5 mb bei Jan Mayen). Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre über dem Nordatlantik und Europa war demnach im Jahre 1938 übernormal. Im betrachteten Kartenausschnitt sind die Abweichungen geringer, + 1,5 mb über Mitteleuropa und — 1,5 mb bei den Shetlands. A. Schedler [*165*] hat den engen Zusammenhang zwischen allgemeiner Zirkulation und Druckveränderlichkeit nachgewiesen. Demnach wird im Nordwestteil des Kartenausschnittes mit relativ starker, im Südteil des Kartenbildes mit relativ schwacher Druckveränderlichkeit zu rechnen sein, ein Umstand, der bei der Deutung der Ergebnisse berücksichtigt werden muß.

2. Die Charakteristiken der Häufigkeitsverteilungen der Δp, ΔH und Δh.

Die Variationsbreite zeigt bei den Δp zwei Kerngebiete mit rund 70 mb im Raum Schottland—Far öer und über dem mittleren Teil von Schweden: sie nimmt nach Süden zuerst rascher, dann langsamer ab und erreicht Werte zwischen 30 und 40 mb südlich von 45° Breite (vgl. *[141]*). Die Variationsbreite der ΔH zeigt eine Abnahme ebenfalls auf den halben Betrag, die mehr von NW nach SE gerichtet ist. Die Maxima liegen mit 75 bis 80 ddm bei Irland und im Raum Schottland—Far öer, die niedrigsten Werte mit 36 bis 40 ddm über Spanien und dem Balkan. Das Mittelmeer und Oberitalien zeigen eine Erhöhung auf über 45 ddm. Das starke Maximum der Variationsbreite der Δp über Mittelschweden im Lee der Skandinavischen Gebirge ist bei den ΔH nur angedeutet. Eine grundsätzlich andere Anordnung zeigt die Variationsbreite der Δh. Die Maxima mit 55 ddm liegen nordwestlich England und über Osteuropa, die Minima unter 35 ddm über der Nordsee und dem Mittelmeer. Eine stetige Abnahme in einer bestimmten Richtung ist nicht zu erkennen. Die Größenordnung der extremen Schwankungen im Jahre 1938 entspricht über Holland den von R. Scherhag [*169*] für Soesterberg ermittelten Werten.

Die interdiurne Veränderlichkeit des Bodendruckes im Jahre 1938 weicht nur wenig von den von H. Bahr [*1*] für 10 Jahre erhaltenen

Tabelle 1. *Charakteristiken der Häufigkeitsverteilungen der 24stündigen Änderungen von Bodendruck (Δp), Höhe der 500 mb-Fläche (ΔH) und Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche (Δh) im Jahre 1938.*

Pkt.	φ N	λ E (W)	Δp Var. br. mb	i. V. mb	σ mb	ϱ $\times 10^{-2}$	A $\times 10^{-3}$	$\frac{n_+}{n_-}$ $\times 10^{-2}$	ε $\times 10^{-2}$	ΔH Var. br. ddm	i. V. ddm	σ ddm	ϱ $\times 10^{-2}$	$\frac{n_+}{n^-}$ $\times 10^{-2}$	ε $\times 10^{-2}$	Δh Var. br. ddm	i. V. ddm	σ ddm	ϱ $\times 10^{-2}$	$\frac{n_+}{n_-}$ $\times 10^{-2}$	ε $\times 10^{-2}$
1	63	5	60	6,6	8,9	+ 12	+ 20	105	+ 104	60	7,4	9,6	+ 1	98	+ 51	42	5,1	6,8	+ 9	94	+ 44
2	63	10	60	6,7	8,8	+ 7	— 8	98	+ 58	54	7,2	9,4	+ 18	93	+ 42	39	5,1	6,6	+ 4	105	+ 74
3	63	15	60	6,2	8,2	+ 12	— 6	99	+ 84	54	7,0	9,0	+ 20	96	+ 45	45	5,2	6,8	— 32	108	+ 82
4	63	20	54	6,1	8,0	+ 22	44	90	+ 76	54	6,9	8,7	+ 6	96	+ 7	45	5,4	6,8	— 25	103	+ 35
5	62	25	48	6,0	7,8	+ 41	— 86	82	+ 66	51	6,6	8,6	— 13	94	+ 17	51	5,4	6,8	+ 1	93	+ 87
6	62	30	48	5,7	7,7	+ 31	— 44	90	+ 72	60	6,6	8,5	+ 16	97	+ 52	48	5,4	7,1	+ 5	91	+ 76
7	60	10	69	6,8	9,1	— 31	+ 18	104	+ 142	75	8,1	10,8	45	111	+ 121	57	5,9	7,9	+ 11	92	+ 95
8	60	5	69	7,0	9,5	30	2	99	+ 152	78	7,9	10,8	— 24	98	+ 163	54	5,6	7,3	+ 12	85	+ 99
9	60	0	60	6,9	9,3	— 32	+ 10	103	+ 103	72	7,7	10,3	— 14	96	+ 114	45	5,5	7,1	+ 8	87	+ 44
10	60	5	57	6,5	8,7	— 2	— 6	99	+ 63	57	7,6	9,8	— 6	96	+ 24	39	5,4	6,8	+ 13	91	— 8
11	60	10	69	6,5	8,8	+ 7	— 14	97	+ 168	54	7,4	9,5	+ 7	92	+ 15	42	5,0	6,6	— 2	97	+ 59
12	60	15	69	6,7	8,9	+ 27	— 24	94	+ 145	54	6,8	8,8	+ 10	92	+ 38	45	5,1	6,6	6	98	+ 64
13	60	20	54	6,2	8,2	+ 18	- 20	95	+ 65	48	6,6	8,5	2	98	7	54	5,2	6,8	+ 1	98	+ 90
14	60	25	54	5,7	7,8	+ 36	— 54	87	+ 99	54	6,7	8,5	+ 6	98	+ 13	54	5,4	6,9	+ 32	86	+ 114
15	60	30	51	5,4	7,5	+ 9	10	98	+ 127	60	6,4	8,3	+ 27	101	+ 79	48	5,2	6,9	+ 2	97	+ 115
16	55	10	60	6,0	8,2	+ 8	— 28	94	+ 145	63	7,6	10,1	- 24	105	+ 79	51	5,8	7,8	— 31	104	+ 131
17	55	5	69	5,9	8,3	+ 2	— 16	96	+ 213	66	7,3	9,8	4	103	+ 129	51	5,0	6,6	— 26	101	+ 127
18	55	0	60	6,1	8,3	+ 7	— 56	87	+ 112	69	7,1	9,4	- 16	92	+ 136	45	5,2	6,8	+ 7	94	+ 57
19	55	5	54	6,1	8,1	— 7	— 14	97	+ 96	63	6,8	9,0	+ 16	91	+ 101	39	5,2	6,7	+ 17	92	+ 35
20	55	10	57	5,5	7,4	+ 2	— 2	99	+ 145	54	6,0	8,1	+ 16	92	+ 93	39	5,0	6,6	+ 24	92	+ 60

21	55	15	54	5,6	7,4	+ 20	— 44	90	+ 91	48	6,2	8,1	+ 11	93	+ 45	42	5,2	6,7	+ 25	91	+ 70
22	55	20	42	5,3	7,0	+ 16	— 20	95	+ 57	45	5,9	7,7	+ 21	90	+ 29	51	5,2	7,0	+ 39	97	+ 149
23	55	25	45	4,7	6,5	+ 23	— 30	92	+ 114	57	5,6	7,7	+ 31	94	+ 148	51	5,3	7,2	+ 29	92	+ 133
24	50	9	42	4,8	6,5	— 5	+ 32	109	+ 72	75	7,0	9,1	— 2	102	+ 119	51	5,6	7,3	— 17	105	+ 73
25	50	5	44	4,7	6,4	+ 14	+ 44	112	+ 110	75	6,4	8,6	+ 23	92	+ 141	48	5,1	6,6	— 10	98	+ 92
26	50	0	45	4,5	6,2	— 13	— 14	96	+ 118	57	5,9	7,9	+ 5	98	+ 109	42	4,9	6,4	+ 6	103	+ 80
27	50	5	48	4,6	6,2	— 8	— 14	97	+ 159	51	5,4	7,2	— 9	99	+ 133	45	5,1	6,7	+ 27	91	+ 83
28	50	10	48	4,6	6,2	+ 14	— 24	94	+ 137	48	4,9	6,8	+ 8	96	+ 124	54	5,1	6,9	+ 27	96	+ 168
29	50	15	42	4,6	6,1	+ 10	+ 2	101	+ 74	42	5,0	6,6	+ 12	94	+ 91	57	5,2	6,9	+ 27	94	+ 197
30	50	20	38	4,2	5,7	+ 2	— 2	99	+ 44	42	4,7	6,4	+ 26	95	+ 81	48	4,9	6,4	+ 28	94	+ 123
31	50	25	37	4,1	5,5	+ 18	— 24	94	+ 117	42	5,3	6,9	+ 19	91	+ 41	45	5,1	6,5	— 4	95	+ 61
32	45	5	33	3,9	5,3	— 21	+ 30	108	+ 74	45	5,6	7,1	+ 4	99	+ 25	42	4,7	6,0	+ 17	98	+ 53
33	45	0	33	3,8	5,1	— 14	+ 28	108	+ 50	45	5,0	6,8	+ 15	107	+ 96	39	4,4	5,9	— 6	104	+ 56
34	45	5	36	3,1	4,5	+ 19	— 10	97	+ 173	42	4,7	6,2	+ 28	93	+ 88	36	4,2	5,4	+ 29	106	+ 67
35	45	10	40	3,4	4,8	+ 9	— 28	92	+ 178	45	5,0	6,6	+ 33	93	+ 128	39	3,8	5,3	+ 29	99	+ 172
36	45	15	40	3,2	4,5	— 17	— 6	98	+ 205	39	4,7	6,2	+ 11	106	+ 50	33	4,1	5,4	+ 9	95	+ 49
37	45	20	38	3,6	4,9	+ 4	— 16	96	+ 103	36	4,5	5,9	+ 4	94	+ 47	36	4,3	5,6	— 16	106	+ 46
38	45	24	36	3,8	5,3	+ 28	— 2	99	+ 94	39	4,7	6,4	— 18	96	+ 65	39	4,4	5,9	— 33	106	+ 56
39	41	5	28	3,3	4,4	+ 2	+ 30	109	+ 40	36	5,2	6,8	— 5	101	+ 7	39	4,2	5,6	— 5	101	+ 71
40	41	0	26	3,4	4,4	+ 5	+ 40	111	— 4	36	4,7	6,2	— 7	100	+ 62	42	4,4	5,5	— 9	101	+ 71
41	41	5	30	3,0	4,2	— 3	+ 44	115	+ 117	42	4,6	6,2	+ 9	110	+ 77	36	4,1	5,4	+ 20	97	+ 101
42	41	10	35	2,9	4,3	— 1	+ 14	105	+ 219	51	4,5	6,3	+ 41	91	+ 182	45	3,6	5,1	+ 58	89	+ 330
43	41	15	38	3,0	4,4	— 13	+ 62	122	+ 273	39	4,5	5,8	+ 40	98	+ 96	33	3,6	4,7	+ 7	97	+ 87
44	40	20	33	3,0	4,3	+ 1	+ 22	107	+ 164	36	4,5	5,8	+ 11	98	+ 22	36	3,8	5,0	— 27	94	+ 105

Werten ab. Die Abweichung (Abb. 2) ist im Nordwestteil des Kartenausschnittes positiv, sonst negativ und erreicht nur an wenigen Punkten 0,5 mm; ihr Vorzeichen entspricht der verstärkten Zirkulation nördlich 50° Breite. Der Verlauf der Isolinien ist wesentlich ungestörter als bei der Variationsbreite. Das Maximum liegt mit 7 mb im Raum der Faröer, das Minimum wird nach gleichmäßiger Abnahme mit 3 mb im Mittelmeer erreicht. Schwächer ausgeprägt ist eine Abnahme von Westen nach Osten. Im Lee der Skandinavischen Gebirge wird der hohe Wert 6,7 mb erreicht und auch südlich der Alpen ist eine Erhöhung zu bemerken.

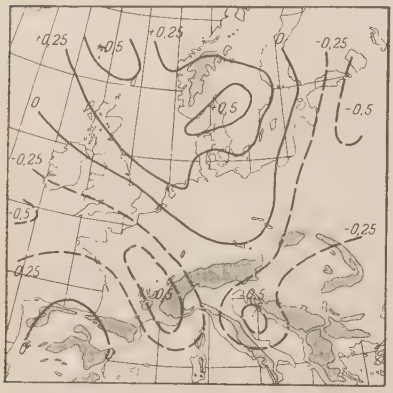

Abb. 2. Abweichung der interdiurnen Veränderlichkeit des Bodendruckes (mm Hg) im Jahre 1938 von den von Bahr [*1*] für 10 Jahre ermittelten Werten.

Die interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche ist in Abb. 3 wiedergegeben. Die Abnahme von über 8 ddm bei den Faröer bis auf 4,5 ddm im Mittelmeer erfolgt nicht stetig; sie läßt eine Drängung der Isolinien 7 bis 5 ddm erkennen. Es ist zu vermuten, daß dabei auch die Land-Meer-Verteilung mitwirkt, die demnach im Niveau der 500 mb-Fläche besser zum Ausdruck kommt als am Boden. Ihren Einfluß bis in große Höhen hat besonders eindrucksvoll H. Flohn [*73*] gezeigt, und F. Defant [*30*] macht den Land-Meer-Einfluß mit Erfolg zum Ausgangspunkt einer Theorie des jährlichen Luftdruckganges.

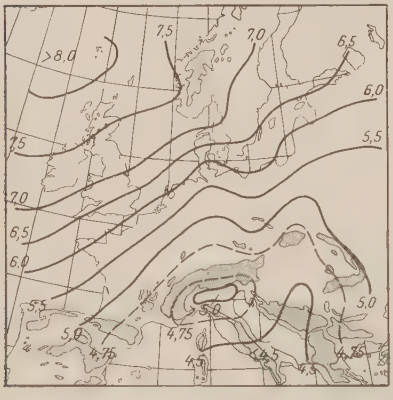

Abb. 3. Interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche (dynamische Dekameter) im Jahre 1938.

Eine Erhöhung der interdiurnen Veränderlichkeit des Höhendruckes im Lee der Skandinavischen Gebirge, die weit nach Osten reicht, ist augenscheinlich; sie findet sich auf engbegrenztem Raum auch südlich der Alpen. Diese Wirkung ist nach A. Defant [*25*] als durch das Gebirge ausgelöste Störung an internen Grenzflächen (Tropopause) zu erklären.

G. Pogade [*140*] hat aus einem fünf Jahre umfassenden Material die interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche für Soesterberg zu 5,9 ddm gefunden, was eine ausgezeichnete Übereinstimmung bedeutet. Berücksichtigt man die Abweichung des Jahres 1938 vom langjährigen Mittel (Abb. 2), dann kann man die in Abb. 3 enthaltene Darstellung als gute Annäherung an die

wahren Verhältnisse im Jahresmittel ansehen, solange nicht eine auf größerem Material basierende Berechnung vorliegt. Bisher sind zwei Darstellungen der interdiurnen Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche bekannt geworden, die beide weniger als ein Jahr umfassen und teils zu geringe [*113*], teils zu große Werte ergeben [*181*]. Die Verhältnisse auf weit größerem Raum zeigt Abb. 21, allerdings unter Verzicht auf Homogenität des Materials.

Abb. 4 enthält die interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche, bzw. der barometrischen Mitteltemperatur zwischen Boden und 5,5 km Höhe. Der ganze Raum nördlich des 50. Breitengrades weist sehr einheitliche Verhältnisse mit Schwankungen zwischen 5,0 und 5,5 ddm bzw. von 2,6° C auf. Südlich der Alpen und im Mittelmeerbecken sinkt die interdiurne Veränderlichkeit unter 4 ddm bzw. unter 2° C.

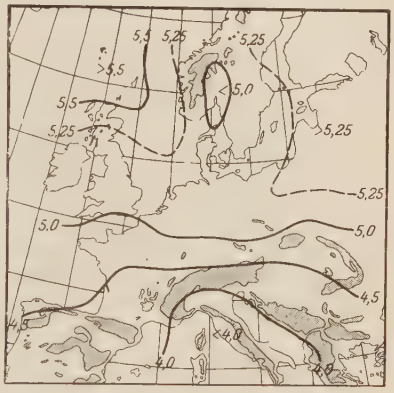

Abb. 4. Interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche (dynamische Dekameter) im Jahre 1938.

H. Mollwo [*113*] hat die größte mittlere interdiurne Veränderlichkeit der relativen Topographie der 500 mb-Fläche mit 2,0 ddm über Belgien angegeben und über dem übrigen Europa Werte zwischen 1,5 und 1,0 ddm erhalten. Diese Zahlen sind viel zu klein und ihre Verteilung gibt auch qualitativ ein falsches Bild, weil sie, was unzulässig ist, aus der Differenz der mittleren interdiurnen Veränderlichkeit der 500 mb- und der 100 mb-Fläche gewonnen wurden. Die Änderung der relativen Topographie ist aber, je nach dem Vorzeichen der Änderung der absoluten Topographien der 1000 mb- und der 500 mb-Fläche die Differenz *oder* die Summe der Änderung beider Größen und muß daher immer größer sein als die Differenz ihrer mittleren interdiurnen Veränderlichkeit.

Die Gebiete im Lee der Gebirge zeigen eine deutliche Abnahme der interdiurnen Veränderlichkeit der barometrischen Mitteltemperatur. Diese Erscheinung ist besonders auffallend im Lee der Skandinavischen Gebirge, wo die maximalen Änderungen der Mitteltemperatur der Luftschichte zwischen Boden und 5500 m 10° C nicht übersteigen, während viel weiter im Süden, am Nordrand der Alpen und Karpathen Änderungen von über 15° C vorkommen.

Diese Ergebnisse decken sich, was die geringe Abnahme der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur nach Süden bis zum Rand der Gebirge und die Schutzwirkung im Lee von Bergketten betrifft, völlig mit den von H. v. Ficker [*56*] aus fünfjährigen Bodenbeobachtungen in Rußland erhaltenen. Durch diese Übereinstimmung wird die Gültigkeit

der aus Bodenbeobachtungen abgeleiteten Verhältnisse für die untere und mittlere Troposphäre erweitert.

Zur Ergänzung dieser Angaben über die interdiurne Veränderlichkeit von p, H und h im Jahre 1938 sind in Tabelle 2 die gleichen Werte für 13 weitere Stationen mitgeteilt (vgl. Tabelle 5 b). Sie sind mit den bisher betrachteten Werten nicht streng vergleichbar, da sie nicht gleichmäßig über das Jahr verteilt sind. Bei dem bisher fast völligen Fehlen von Angaben über die interdiurne Veränderlichkeit der absoluten und relativen Topographie der 500 mb-Fläche können sie über die Größenordnung aber vielleicht willkommene Auskunft geben.

Tabelle 2. *Interdiurne Veränderlichkeit in dyn. Dekametern.*

Station	n	Höhe der Druckfläche		
		1000 mb	500 mb	500 über 1000 mb
Tromsö	546	4,4	6,1	5,2
Kirkenaes	541	4,9	5,9	5,0
Ukta.....	483	4,6	6,3	5,4
Moskau	308	3,6	5,9	5,5
Nowo-Sibirsk	334	4,7	7,0	7,2
Madrid.....	569	3,0	4,2	3,6
Blida	380	2,5	4,9	4,3
Canea.....	448	2,2	3,9	3,6
Rabat.....	351	2,4	4,2	3,7
Reykjavik	219	5,3	6,7	4,4
63 N 7 W	218	5,4	7,9	5,5
49 N 17 W	221	5,0	6,7	4,3
38 N 44 W	148	3,1	4,1	2,9

Man gewinnt aus Tabelle 2 den Eindruck einer Zone größter interdiurner Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche zwischen etwa 55 und 65° Breite (vgl. Abb. 21). Die große Gleichförmigkeit der interdiurnen Veränderlichkeit der barometrischen Mitteltemperatur hält nach Norden an, gegen Osten zeigt sich eine geringe Zunahme. Der hohe Wert in Nowo-Sibirsk liegt im Gebiet maximaler Temperaturveränderlichkeit in Westsibirien [*56*]. Auch im Mittelmeerraum bleiben die Verhältnisse sehr einheitlich. Die Werte im Raum der Faröer und südwestlich der Britischen Inseln zeigen, daß die durch Interpolation zwischen den hier unsicheren Isolinien der relativen Topographie für die drei westlichsten Punkte (Nr. 7, 16 und 24) erhaltenen Zahlen etwas zu groß sind.

Die interdiurne Veränderlichkeit der Höhenlage der Hauptisobarenflächen nimmt mit wachsender Höhe zu [*140*], und zwar um so stärker, je weiter südlich gelegene Punkte man betrachtet. Im Jahre 1938 war die interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche im Mittel in der Breite

	63	60	55	50	45	41 Grad
um	40	42	45	54	72	90 Prozent

größer als die interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 1000 mb-Fläche. Die größte Drängung der Isolinien ist im Alpengebiet zu beobachten, wo ein Sprung von 40% Zunahme der Schwankung nach oben an der Alpennordseite auf 80% an der Alpensüdseite auftritt. Das Maximum wird mit 95% im Mittelmeer erreicht, das Minimum mit 35 bis 40% über Schweden, dem Ostseeraum und am Alpennordrand. Diese Zunahme der interdiurnen Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche um 35 bis 95% gegen die interdiurne Veränderlichkeit der 1000 mb-Fläche läßt erkennen, daß die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe im betrachteten Raum im Mittel langsamer abnimmt, als es dem Verhältnis der Drucke oben und unten entspricht.

H. v. Ficker [*60*] hat gezeigt, daß die interdiurne Veränderlichkeit des Bodendruckes im Alpenraum zu klein ist, wenn man von der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes in Höhe der Gipfelstationen (3000 m) ausgeht und sie im Verhältnis der Drucke reduziert. Man kann sein Ergebnis dahingehend erweitern, daß diese Verhältnisse im ganzen betrachteten europäischen Raum gelten. Die besonders langsame Abnahme der interdiurnen Veränderlichkeit des Bodendruckes nach oben auf der Südseite der Alpen, auf die v. Ficker [*60*] aufmerksam macht, erstreckt sich über den ganzen Mittelmeerraum, wo annähernd konstante interdiurne Veränderlichkeit des Druckes mit der Höhe herrscht. Die Deutung dieser Ergebnisse aus der Phasendifferenz zwischen oberen und unteren Druckwellen [*59*] ist möglich (vgl. dritter Teil).

Die Erdoberfläche ist das Hauptausgleichsniveau innerhalb der Atmosphäre [*52*], wie auch die Fälle ohne Druckänderung zeigen. Während die Zahl der Fälle $\Delta p = 0$ von 15 bis 20% nördlich 55° auf über 35% im Mittelmeer ansteigt, erreicht die Zahl der Fälle $\Delta H = 0$ nur am Kontinent 20% und bleibt in allen Punkten kleiner als die Zahl der $\Delta p = 0$. Die Zahl der Fälle $\Delta h = 0$ zeigt eine wenig einheitliche Verteilung mit Werten zwischen 14 und 18%; auffallend ist wieder die starke Zunahme südlich der Alpen und Karpathen sowie im Lee der Skandinavischen Gebirge, wo über 20% erreicht werden. Die Fälle, in denen Δp, ΔH und Δh gleichzeitig Null ist, sind weit seltener. Sie sind im Nordteil des Kartenausschnittes nur mit 2% vertreten und nehmen nach Süden und Osten auf 8% zu.

Die Streuung σ der Δp, ΔH und Δh übertrifft die interdiurne Veränderlichkeit besonders im Norden, der Verlauf der Isolinien ist sehr ähnlich. Die Vergrößerung der Streuung von Δp und ΔH bzw. ihre Verringerung für Δh im Lee der Skandinavischen Gebirge und südlich der Alpen ist gut ausgeprägt. Die Kenntnis der Streuung gibt die Möglichkeit zur objektiven Beurteilung einer eingetretenen oder zu erwartenden Druckänderung [*19*].

Ermittelt man, um einen ersten Anhalt über die Erfüllung des Gaußschen Fehlerverteilungsgesetzes durch die 44 Häufigkeitsverteilungen der Δp zu erhalten, die mittlere Wahrscheinlichkeit der Werte im Bereich $\pm \sigma$, $\pm 2\sigma$ und $\pm 3\sigma$, dann erhält man folgendes Ergebnis:

Tabelle 3. *Anzahl der Bodendruckänderungen (Prozent) in den Bereichen $\pm\sigma$, $\pm 2\sigma$ und $\pm 3\sigma$ (alle 44 Häufigkeitsverteilungen).*

Bereich	gefordert %	erhalten %	Diff. %
$\pm\sigma$	68,3	74,4	+ 6,1
$\pm\sigma$ bis $\pm 2\sigma$	27,2	20,7	— 6,5
$\pm 2\sigma$ „ $\pm 3\sigma$	4,2	4,3	+ 0,1
über $\pm 3\sigma$	0,3	0,6	+ 0,3

Berücksichtigt man die Grenze der Auswertegenauigkeit von 1 mb und die Zusammenfassung der Werte in Intervalle von je 3 mb, die nicht gleich dicht mit Werten besetzt sind, dann kann man aus Tabelle 3 schließen, daß das Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz durch die Häufigkeitsverteilungen der 24stündigen Bodendruckänderungen im Mittel recht gut befolgt wird. Die Differenzen zeigen jedoch, daß kleine Δp ziemlich stark überwiegen, während die mittelgroßen Δp zu selten vorkommen, so daß die Δp jenseits 3σ ebenfalls häufiger sind, als es der Gaußschen Fehlerverteilung entspricht. Das sind aber gerade die Kennzeichen für einen positiven Exzeß.

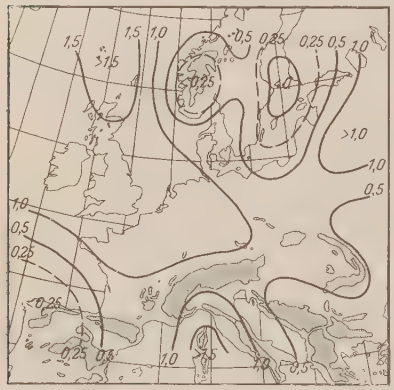

Abb. 5. Exzeßgleichen der Häufigkeitsverteilungen der interdiurnen Änderung der Höhe der 500 mb-Fläche im Jahre 1938.

Die zur Verfügung stehenden Häufigkeitsverteilungen enthalten nur rund ein Drittel der als Minimum für die erfolgreiche Berechnung der höheren Charakteristiken geforderten 1000 Einzelwerte [*17*]. Der hier unternommene Versuch, Exzeß und Schiefe aus einem nur 364 Einzelwerte je Häufigkeitsverteilung umfassenden Material abzuleiten, wird durch die sinnvollen Ergebnisse gerechtfertigt.

Die Häufigkeitsverteilungen der Δp zeigen für alle Punkte positiven Exzeß mit Ausnahme eines einzigen über Spanien (Punkt 40). Die gleichen Verhältnisse hat L. W. POLLAK [*141*] für Luftdruckwerte gefunden. Die größten Werte erreicht der Exzeß im Gebiet Faröer—Schottland und im mittleren Mittelmeer. Dieses von NW nach SE verlaufende Band mit Exzeßwerten $> +1$ trennt zwei Gebiete, in denen der Exzeß zwischen 0 und $+1$ bleibt: Spanien und die Biskaya einerseits, Südskandinavien, Ostsee und Osteuropa anderseits. Gestört wird diese Anordnung durch hohe Exzeßwerte im Lee der Skandinavischen Gebirge. Die Exzeßgleichen für ΔH (Abb. 5) zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf. Auffallend sind hier die regelmäßig aufeinanderfolgenden Schwankungen der Werte nördlich 55° Breite, die eine Beeinflussung der oberen Druck-

schwankungen durch die senkrecht zur mittleren Strömung stehenden Skandinavischen Gebirge vermuten lassen. In den Exzeßgleichen des Bodendruckes ist dieser Wechsel von hohen und niedrigen Werten besonders gut zu erkennen. Es folgen sich im Lee des Gebirges Gebiete, in denen extreme Luftdruckschwankungen mit Vorliebe auftreten, getrennt durch Gebiete mit ausgeglicheneren Verhältnissen. Die Exzeßgleichen für Δh zeigen eine Zunahme nach Osten. Die Maxima liegen hier unregelmäßig verteilt. Werte zwischen 0 und + 1, also mehr ausgeglichene Schwankungen haben die Biskaya und die Nordsee (Punkt 10).

Die erhaltenen Exzeßwerte zeigen nach Charlier [*17*] nur dann reelle Abweichungen von der Gaußschen Fehlerverteilungskurve an, wenn sie etwa den fünffachen Betrag ihres mittleren Fehlers erreichen. Rechnet man den hier verwendeten, von Mises [*112*] definierten Exzeß nach der von Mises angegebenen Beziehung in den Charlierschen Exzeß um und vergleicht das Ergebnis mit dem von Charlier definierten mittleren Fehler, dann erhält man für die maximalen Exzeßwerte das Verhältnis Exzeß : mittlerer Fehler > 10. Erst wenn der Exzeß unter den Wert 1 sinkt, wird das Verhältnis $< 3{,}9$ und unterschreitet damit den geforderten Wert. Exzeßwerten $< 0{,}5$ ist keine besondere Bedeutung beizulegen. In diesen Gebieten kann die Gaußsche Fehlerverteilung als angenähert erfüllt gelten, wenn man die Intensität der Druckänderungen allein betrachtet.

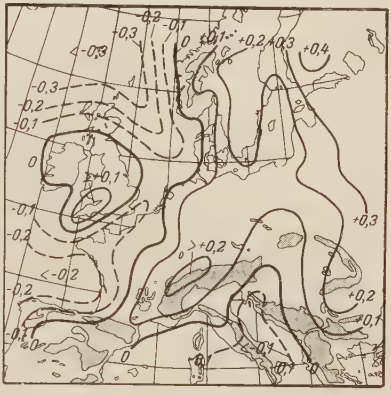

Abb. 6. Schiefegleichen der Häufigkeitsverteilungen der interdiurnen Änderung des Bodendruckes im Jahre 1938 (gestrichelte Linien = negative Schiefe).

Ein vollständiger Vergleich der Häufigkeitsverteilungen mit der Gaußschen Glockenkurve ist erst möglich durch die Untersuchung der Schiefe ϱ. Die von Null abweichenden Werte von ϱ zeigen durch ihr Vorzeichen das Übergewicht negativer oder positiver Änderungen an. Ein Blick auf die Schiefegleichen der Δp (Abb. 6) zeigt, daß von einer Symmetrie der Häufigkeitsverteilungen über größeren Gebieten nicht die Rede sein kann. Während über den an Europa angrenzenden Meeren die Intensität des Druckfalles überwiegt, ist am Festland der Druckanstieg stärker. Die Ostsee macht sich durch eine Verringerung des Übergewichtes der Druckanstiege bemerkbar.

Die Nullinie schließt sich gut der Küstenlinie an; Störungen zeigen sich über dem mittleren und südlichen Teil der Britischen Inseln, der positive Schiefewerte aufweist (häufige Hochdruckgebiete) und über Ungarn, wo die Nullinie sich bis zu den Karpathen in den Kontinent vorschiebt (Druckfall der V_b-Störungen). Die Schiefegleichen für ΔH zeigen einen ähnlichen Verlauf. Auch hier hat der Kontinent positive

Schiefezahlen, die sich nach Süden über das Mittelmeer ausbreiten und auch den Südteil der Britischen Inseln umfassen. Negative Werte finden sich vor allem über dem Nordteil der Nordsee und im Seegebiet nordwestlich und westlich der Britischen Inseln. Damit in Übereinstimmung findet sich das Übergewicht der positiven Mitteltemperaturschwankungen Δh über dem Kontinent und Mittelmeer, der negativen im Westen der Britischen Inseln. Die Randgebiete zeigen einige Vorzeichenwechsel, die wahrscheinlich den Randstörungen [*178*] zugeschrieben werden müssen und kaum als reell anzusehen sind.

Die Fehlerbetrachtung für die Schiefe [*17*] ergibt etwas ungünstigere Resultate, trotz der durchaus sinnvollen Verteilung. Das Verhältnis Schiefe : mittlerer Fehler erreicht zwar bei den größten erhaltenen Schiefewerten (0,4 bis 0,5) die Größe 3 bis 4 und nähert sich damit noch dem geforderten Wert von etwa 5, die Grenzen der verläßlichen Werte gehen über diese Maxima aber nicht weit hinaus, denn bei einem Schiefewert $\varrho = 0{,}12$ wird ihr mittlerer Fehler gleich groß. Die Grundzüge des Ergebnisses, nämlich größere Intensität des Druckfalles über dem Meer, des Druckanstieges über dem Kontinent, und zwar am Boden wie in der Höhe, scheinen durch die Fehlerbetrachtung jedoch gesichert zu sein. In einem ziemlich breiten Übergangsgebiet längs der Küsten ist die Häufigkeitsverteilung der Druckänderungen in bezug auf die Gaußsche Glockenkurve angenähert symmetrisch.

Nach L. W. Pollak [*141*] zeigen die europäischen Seegebiete ein zahlenmäßiges Überwiegen der Luftdruckwerte über dem Mittel, das mit zunehmender Entfernung von den Küsten bei küstenparallelen Isolinien schwächer wird, bis in Rußland und über dem Balkan Luftdruckwerte unter dem Mittel häufiger werden. Dieses zunächst abweichend erscheinende Ergebnis ist in der verschiedenen Definition der Maßzahl für die Schiefe nach L. Charlier [*17*] und L. W. Pollak [*141*] einerseits und R. v. Mises [*112*] anderseits begründet. Zur Klärung dieser Unstimmigkeit wurde die von W. Köppen [*99*] vorgeschlagene Maßzahl A für die Asymmetrie auf die Δp-Verteilungen angewendet (Tabelle 1), deren gute Übereinstimmung mit Pollaks Schiefemaß R. Laaber [*103*] betont hat. Das Ergebnis ist fast entgegengesetzt; nachdem in Köppens Asymmetriemaß aber nur die Anzahl der Werte unter und über dem Mittel eingeht, findet man das gleiche Ergebnis noch einfacher, wenn man den Quotienten dieser Werte $\frac{n_+}{n_-}$ bildet. Ist er > 1, dann überwiegen der Zahl nach die Druckanstiege und umgekehrt. Die Werte dieses Quotienten sind ebenfalls in Tabelle 1 für Δp, ΔH und Δh enthalten, seine Verteilung ist für Δp in Abb. 7 dargestellt. Man erkennt, daß über dem Festland Druckfall häufiger ist, über dem Meer Druckanstieg, und zwar am Boden, wie in der Höhe. Auch die Mitteltemperatur der unteren Troposphäre fällt über dem Festland häufiger. Die Δp, ΔH und Δh zeigen also hinsichtlich der Mehrzahl der negativen Änderungen am Festland, der positiven am Meer, gleiche Verhältnisse.

Die Asymmetrie nach Köppen bzw. die „Schiefeprozente“ nach Lindeberg [*95*] eignen sich also weniger als Ersatz der aus dem Moment dritter Ordnung berechneten Schiefe ϱ, wie O. V. Johansson [*95*] vorschlägt, sondern vielmehr zu deren Ergänzung. Beide Maßzahlen charakterisieren eine andere Erscheinung der Häufigkeitsverteilung. Während am Festland zwar der Druckfall häufiger ist, überwiegt der Druckanstieg der Intensität nach: am Meer dagegen überwiegt die Zahl der Druckanstiege, der Druckfall ist aber intensiver. Damit ist der Anschluß an L. W. Pollaks [*141*] Ergebnis gewonnen, nur tritt der Vorzeichenwechsel bei den Δp bereits an der Küste und nicht erst über Osteuropa ein. Die gleichen Erfahrungen hat mit den verschiedenen Schiefe-Maßzahlen auch F. Steinhauser [*187*] gemacht.

Der Vergleich der Häufigkeitsverteilungen der Δp, ΔH und Δh mit der Gaußschen Fehlerverteilungskurve liefert somit das Ergebnis, daß die wesentliche Abweichung durch den meist stark positiven Exzeß bedingt wird, während die Schiefe trotz ihrer gesetzmäßigen Anordnung weniger ins Gewicht fällt. In gewissen Gebieten kann die Gaußsche Kurve als angenähert erfüllt gelten. Das Endurteil von L. W. Pollak [*141*] wird somit auch für die Δp-Frequenzkurven im wesentlichen bestätigt.

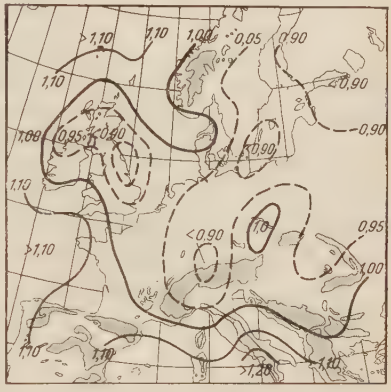

Abb. 7. Verteilung des Quotienten $\frac{n_+}{n_-}$ der interdiurnen Bodendruckänderungen im Jahre 1938. [n_+ (n_-) bedeutet die Anzahl der positiven (negativen) Bodendruckänderungen.]

Benützt man als Ausgangsmaterial 24stündige Druckänderungen, dann entspricht einem zahlenmäßigen Übergewicht einer Druckänderung bestimmten Vorzeichens auch ihre längere Dauer. Die Ergebnisse dieser Arbeit decken sich somit mit jenen einer früheren Untersuchung [*92*], in der einerseits aus den 24stündigen Δp für die ganze Nordhalbkugel im März 1931, anderseits aus zehnjährigen Mittelwerten für Stykkisholm und Taschkent gefunden wurde, daß am Festland der Druckfall, am Meer der Druckanstieg länger dauert. F. Travníček [*200*] hat sich ebenfalls mit der Asymmetrie der Luftdruckänderungen befaßt und aus zehn Jahren übereinstimmend gefunden, daß der Druckanstieg in Potsdam und Salzburg um 4% kürzer dauerte als der Druckfall.

Die Deutung dieses Effektes im Sinne des Zyklonenschemas von Bjerknes, die Travníček gegeben hatte, war naheliegend. Auch E. Wahl [*205*] hat aus den Schwankungen der barometrischen Mitteltemperatur (relative Topographie der 500 mb-Fläche) über Hamburg eine Asymmetrie in dem Sinne gefunden, daß einem raschen Abfall eine allmähliche Erwärmung folgt.

Gegen eine Deutung der Asymmetrie der Luftdruckschwankungen in thermischem Sinne hat sich zuerst N. Copony [*20*] ausgesprochen, nach den Ergebnissen seiner Untersuchung der interdiurnen Veränderlichkeit der Temperatur für Potsdam und Salzburg für die gleichen zehn Jahre, die Travniček benützt hat. Er findet, daß die Abkühlung in Potsdam um 1,1%, in Salzburg um 3,2% länger dauert, also ein entgegengesetztes Ergebnis. Die in der vorliegenden Untersuchung gefundenen Verhältnisse, daß das Fallen der Mitteltemperatur Δh in der unteren Troposphäre über dem Festland häufiger ist und somit länger dauert, lassen eine thermische Deutung der Asymmetrie der Δp ebenfalls nicht zu.

Noch deutlicher wird die Unmöglichkeit einer thermischen Erklärung, wenn man den Quotienten $\frac{n_+}{n_-}$ für die niedrigen und hohen Δp gesondert betrachtet. Er nimmt für die niedrigen Δp am Festland im allgemeinen Werte > 1 an; das heißt, die niedrigen Druckanstiege sind häufiger und dauern länger, entsprechend dem häufigeren Fallen der barometrischen Mitteltemperatur. Das negative Vorzeichen des Quotienten $\frac{n_+}{n_-}$ für alle Δp am Festland wird vielmehr durch die hohen und komplexen, nicht ausschließlich von troposphärischen Temperaturänderungen abhängigen Druckänderungen bestimmt, denn für die hohen Δp allein ist der Quotient $\frac{n_+}{n_-}$ am Festland überwiegend < 1. Die Deutung der Asymmetrie der Bodendruckschwankung muß also auf anderem Wege gesucht werden.

Nach den Ansichten der österreichischen und der deutschen Meteorologenschulen ist die Bodendruckschwankung komplex, zusammengesetzt aus einer von oben erzwungenen Druckwelle (primäre Welle v. Fickers) und aus einer freien, durch die obere Welle angeregten troposphärischen Druckwelle (sekundäre Welle v. Fickers). A. Defant [*26*] nimmt die Periode der primären Welle mit sieben Tagen an und erhält eine sekundäre Welle mit einer Periode von fünf Tagen; die Überlagerung beider ergibt die beobachtete Bodendruckschwankung. Zu dem gleichen Schluß führen auch die weiträumigen Korrelationen der Bodendruckänderungen, die A. Schedler [*164*] abgeleitet hat. Die Verschiedenheit der Perioden der oberen und unteren Druckwelle ist schon von H. v. Ficker [*67*] vermutet worden und gerade dieses Verhältnis der Perioden von freier und erzwungener Druckwelle hat große Wahrscheinlichkeit, da die aus der Erfahrung bestätigte Tatsache der in der Mehrzahl der Fälle vorhandenen Steuerung der niedrigen und komplexen Δp durch die obere Druckverteilung nach der Theorie der Steuerung von F. Defant [*31*] eine längere Periode der oberen Druckwelle voraussetzt, ohne die eine Steuerung nicht möglich ist.

Im aufsteigenden Ast der Entwicklung eines Tiefs ist nach A. Defant [*26*] die Achse der Druckwellen mit der Höhe im Sinne der Bewegung nach hinten geneigt, im absteigenden Ast dagegen nach vorne. Nachdem die Entwicklung der Tiefdruckgebiete vorwiegend am Meer erfolgt, die Auffüllung der Störungen dagegen im allgemeinen bei ihrem Über-

tritt auf das Festland einsetzt, kann man in der schematischen Überlagerung der zwei Druckwellen die Grenze zwischen Meer und Festland etwa dorthin verlegen, wo die Achse aus der Rückwärtsneigung in die Vorwärtsneigung übergeht (Abb. 8). Nimmt man außerdem eine langsam abnehmende Amplitude der oberen Druckwelle auf ihrem Weg vom Meer zum Festland an, und gleichzeitig eine gleichbleibende oder etwas zunehmende Amplitude der troposphärischen Temperaturwelle, dann wird die aus diesen beiden Wellen zusammengesetzte komplexe Bodendruckschwankung im beobachteten Sinne unsymmetrisch.

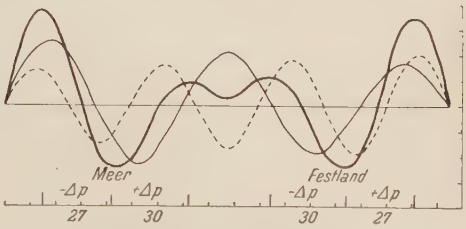

Abb. 8. Überlagerung einer von oben erzwungenen Druckwelle mit einer Periode von 7 Tagen und nach Osten abnehmender Amplitude (primäre Welle, dünne ausgezogene Kurve) und einer freien troposphärischen Druckwelle mit einer Periode von 5 Tagen und nach Osten zunehmender Amplitude (sekundäre Welle, dünn gestrichelte Kurve) zur komplexen, unsymmetrischen Bodendruckschwankung (dicke Kurve). Schematisch.

Im Bereich der nach hinten geneigten Achse am Meer dauert der Druckfall (schematisch) 2,7 Tage, der Druckanstieg 3,0 Tage. Im Bereich der nach vorne geneigten Achse am Festland dauert dagegen der Druckanstieg 2,7 Tage, der Druckfall 3,0 Tage. Das sind qualitativ die gleichen Verhältnisse, wie sie aus den beobachteten Bodendruckänderungen abgeleitet worden sind [*92*].

3. Die Eigenschaften der hohen, niedrigen und komplexen Bodendruckänderungen.

In Tabelle 4 ist die Einteilung der Δp in hohe, komplexe und niedrige enthalten. Die Spalten 1, 3 und 5 geben die Häufigkeiten der drei verschiedenen Arten von Druckänderungen an, die Ergänzung auf 100 gibt die Zahl der Fälle ohne Druckänderung in Prozenten der Gesamtzahl. Im folgenden werden stets die Häufigkeiten in Prozenten ermittelt aus der Zahl der Fälle $\Delta p \neq 0$ besprochen.

Die Zahl der *hohen* Δp erreicht die höchsten Werte mit 56 bis 64% vor den Küsten und nimmt in das Festland hinein auf 40 bis 35% ab. Ihre Verteilung zeigt einen ausgeprägten Land-Meer-Einfluß, dagegen keinen Breiteneffekt. Im Lee der Skandinavischen Gebirge und südlich der Alpen ist eine deutliche Erhöhung festzustellen. Die Zahl der hohen Δp umfaßt nach ihrer Definition alle Fälle, in denen $\Delta H \geq \Delta p$ ist, in denen also auf gleiches Niveau reduziert, die Druckänderung in 5500 m größer oder höchstens gleich ist, wie die am Boden beobachtete. Für Soesterberg ermittelt Pogade [*140*] 43% derartige Fälle, während im Jahre 1938 Holland zwischen den Isolinien 45 und 50% liegt, was eine gute Übereinstimmung bedeutet. Man sieht jedoch, daß dem Wert von Pogade keine allgemeine Bedeutung zukommt, sondern daß er nur für Soesterberg bzw. eine ähnliche Lage an der Grenze zwischen Land und Meer zutreffend ist.

Tabelle 4. *Anzahl (Prozent) und absoluter Betrag (mb) der „hohen", „komplexen" und „niedrigen" Bodendruckänderungen im Jahre 1938.*

Pkt.	hohe Δp		komplexe Δp		niedrige Δp		sgn Δp = sgn ΔT_m
	n %	abs. B. mb	n %	abs. B. mb	n %	abs. B. mb	
	1	2	3	4	5	6	7
1	47	7,5	20	11,6	17	4,2	50
2	48	7,4	20	11,3	17	4,7	51
3	43	7,1	21	10,9	18	4,8	46
4	43	6,8	23	10,3	18	4,5	45
5	41	6,6	24	10,2	19	4,2	43
6	42	6,8	18	10,7	21	4,4	46
7	45	8,5	17	11,5	19	5,3	48
8	46	8,6	20	10,6	17	5,3	52
9	43	8,9	19	11,0	19	4,9	47
10	49	8,0	18	9,9	16	5,1	56
11	47	7,6	19	11,1	17	5,0	51
12	45	7,0	26	10,9	16	4,6	44
13	43	6,9	21	10,9	18	4,9	47
14	41	6,2	21	11,4	18	4,2	44
15	40	6,3	19	11,0	18	4,4	45
16	44	7,3	18	10,1	19	4,8	51
17	46	7,0	17	11,5	15	4,5	54
18	45	6,8	20	11,3	16	5,3	53
19	47	6,8	18	10,5	21	4,8	51
20	40	6,1	19	10,9	22	4,5	42
21	37	6,5	22	9,9	22	4,7	39
22	33	6,5	20	9,2	25	5,1	35
23	32	5,3	18	9,9	25	5,0	36
24	44	6,1	13	9,4	19	4,4	56
25	48	6,0	13	9,1	16	4,2	60
26	40	5,9	16	8,2	19	4,2	50
27	33	4,9	16	9,5	31	4,5	35
28	33	5,2	16	8,5	29	5,3	31
29	30	4,9	16	9,0	35	4,9	28
30	26	5,0	17	8,7	32	4,5	27
31	31	5,0	14	8,6	34	4,0	32
32	43	5,1	12	7,9	18	4,3	56
33	38	4,8	17	7,3	19	4,2	43
34	35	4,7	12	6,5	19	3,6	47
35	42	5,1	10	7,7	15	3,6	53
36	37	4,7	11	6,5	21	3,5	44
37	31	4,6	12	8,1	27	4,2	35
38	32	5,1	14	8,4	23	4,5	37
39	43	4,6	10	6,5	18	3,7	54
40	40	4,4	13	6,4	19	3,9	51
41	39	4,5	9	6,6	17	3,8	55
42	39	4,5	9	7,4	13	3,7	57
43	40	4,6	9	7,2	14	3,5	60
44	37	4,4	10	7,5	16	3,7	54

Die gleiche Einschränkung gilt für die von Haurwitz [*86*] für Boston erhaltene Zahl der Fälle $\operatorname{sgn} \Delta p = \operatorname{sgn} \Delta T_m$ mit 25%. In Mitteleuropa findet man Werte unter 30% nur im kontinentalsten Teil, während an den Küsten 50% und vor den Küsten 60% aller Fälle diese Verhältnisse aufweisen.

Vorsichtig muß man in der Beurteilung von Werten sein, die aus den Aufstiegsergebnissen einer größeren Zahl von Stationen im Mittel abgeleitet worden sind, weil sich dann je nach Lage der verwendeten Stationen kontinentale oder ozeanische Einflüsse stärker durchsetzen. So erscheint die von Haurwitz [*83*] im Mittel für europäische Stationen erhaltene Zahl der Fälle $\operatorname{sgn} \Delta p = \operatorname{sgn} \Delta T_m$ mit 38% zu niedrig, denn im Jahre 1938 haben nur 10 von den 44 Punkten Werte unter 40%, und im Mittel aller Punkte erhält man 46%. Betrachtet man nur die 30 am Festland liegenden Punkte, um mit dem Material von Haurwitz besser in Einklang zu sein, dann ist immer noch in 44% $\operatorname{sgn} \Delta p = \operatorname{sgn} \Delta T_m$. Die ebenfalls von Haurwitz und Turnbull [*84, 85*] für Stationen in Nordamerika und Kanada ermittelte analoge Zahl von 33% dürfte die dortigen mittleren Verhältnisse gut wiedergeben.

Das umgekehrte Bild ergibt die Betrachtung der Häufigkeit der *niedrigen* Δp. Diese sind mit Werten von 18 bis 23% am seltensten vor den Küsten und nehmen in den Kontinent auf 40 bis 43% zu. Im Lee der Skandinavischen Gebirge und südlich der Alpen ist eine Abnahme ihrer Anzahl zu bemerken. Nach der Definition der niedrigen Δp hat die Bodendruckänderung das entgegengesetzte Vorzeichen wie die Druckänderung in 5500 m Höhe bzw. es wird keine Druckänderung in der Höhe beobachtet. Pogade [*140*] findet in Soesterberg 30% derartiger Fälle, was in voller Übereinstimmung mit dem hier für die gleiche Gegend gefundenen Wert steht. Die Zahl der *komplexen* Δp läßt eine Abnahme mit der Breite erkennen. Nördlich 50° bilden sie 22 bis 30% der $\Delta p \neq 0$ und im Mittelmeer werden mit 13 bis 14% die niedrigsten Werte erreicht. Definitionsgemäß nimmt bei den komplexen Δp die Größe der Druckänderung bei gleichem Vorzeichen nach oben ab. Pogade [*140*] findet diese Verhältnisse in Soesterberg in 12% aller Fälle, während sich im Jahre 1938 etwa 20% ergeben.

Die niedrigen und komplexen Druckänderungen entsprechen zusammen der Zahl der Fälle, in denen $\operatorname{sgn} \Delta p \neq \Delta T_m$ ist. Vergleichbar mit den von Haurwitz mitgeteilten Prozentzahlen sind jedoch nur die Werte die sich aus der Ergänzung der Spalte 7 in Tabelle 4 auf 100% ergeben, bei denen die Δp nach dem Vorzeichen von ΔT_m geordnet sind und Fälle $\Delta p \neq 0$ bei $\Delta T_m = 0$ ausgeschieden wurden. Man erkennt, daß der von Haurwitz für Europa erhaltene Wert von 62% zu groß ist, denn nur 10 von den 44 Punkten haben Werte $> 60\%$ und im Mittel aller Punkte erhält man 54%. Die 30 am Festland gelegenen Punkte haben als Mittel 56%. Im Jahre 1938, das nach allen bisherigen Proben gut den mittleren Verhältnissen entspricht, findet man somit eine Zunahme der Fälle mit $\operatorname{sgn} \Delta p \neq \operatorname{sgn} \Delta T_m$ von 36 bis 45% vor den Küsten Europas auf 60 bis 65% im Innern des Festlandes. Der für Nordamerika

und Kanada von HAURWITZ ermittelte Wert von 67% scheint die dortigen Verhältnisse gut wiederzugeben, wie eine neuere Arbeit von F. MALONE [*107*] zeigt.

Beim Vergleich dieser Zahlenwerte ist zu berücksichtigen, daß hier Änderungen der barometrischen Mitteltemperatur zwischen Boden und 5,5 km Höhe verwendet wurden, während die Werte von HAURWITZ sich nur auf die unterste Kilometerschicht beschränken. Nach W. PEPPLER [*133*] sind besonders bei Abkühlungen am Boden schon ab etwa 1,5 km Höhe Temperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichens gleich

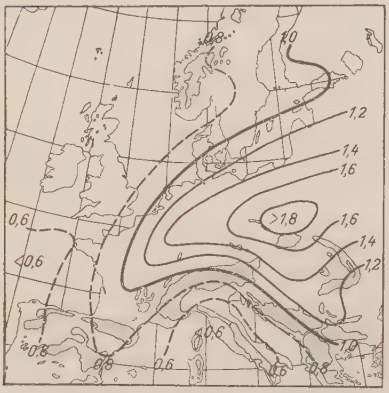

Abb. 9. Verhältnis der Summe der niedrigen und komplexen zur Zahl der hohen Bodendruckänderungen im Jahre 1938.

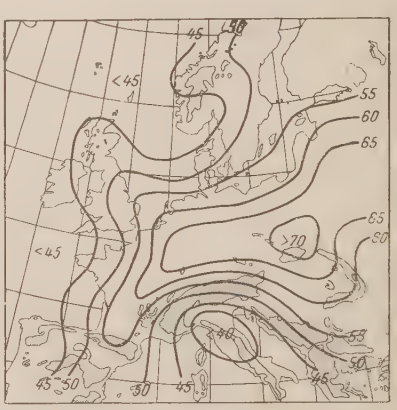

Abb. 10. Zahl der niedrigen und komplexen Bodendruckänderungen $\geqq 5$ mb in Prozent im Jahre 1938 (Gesamtzahl der $\Delta p \geqq 5$ mb, die mit ΔT_m entgegengesetzten Vorzeichens kombiniert sind).

wahrscheinlich. Vielleicht ist das Material von HAURWITZ zum Teil durch derartige Fälle beeinflußt, denen im allgemeinen keine große Bedeutung zukommen dürfte [*21*].

Die Zahl der niedrigen und komplexen Druckänderungen überwiegt, wie Abb. 9 erkennen läßt, nur in den zentralen Teilen des Kontinents, wo das Verhältnis ihrer Anzahl zur Zahl der hohen Δp Werte $> 1{,}8$ erreicht. In den Randgebieten des Kontinents und besonders über den vorgelagerten Seegebieten sind dagegen die mit Temperaturänderungen gleichen Vorzeichens kombinierten bzw. ohne Temperaturänderung in der unteren Troposphäre erfolgenden Druckänderungen in der Überzahl und das Verhältnis erreicht in der Biskaya und im Mittelmeer Werte $< 0{,}6$.

Die Beeinflussung der Bodendruckänderungen $\geqq 5$ mb durch gleichzeitige Temperaturänderungen erkennt man aus Abb. 10. Vor den Küsten Europas sind nur in 42 bis 44% aller derartigen Fälle Temperaturänderungen bestimmend für das Vorzeichen der Bodendruckänderung oder unterstützen diese zumindest. Wieder kommt es im Lee der Skandinavischen Gebirge zu einer Abnahme und südlich der Alpen wird mit

37% der niedrigste Wert erreicht. Die Häufigkeit wächst mit zunehmender Entfernung von den Küsten und erreicht nördlich der Karpathen mit 70% ihren größten Wert.

Abb. 11 gibt die Häufigkeit aller Bodendruckänderungen $\geqq 5$ mb, die mit der Druckänderung in 5,5 km Höhe gleiches Vorzeichen haben, ohne Rücksicht darauf, ob die eingetretene Temperaturänderung abschwächend oder verstärkend auf die Bodendruckänderung wirkt. Hier zeigt sich das entgegengesetzte Bild: während man vor den Küsten 90% derartiger Fälle findet, nimmt die Häufigkeit in den zentralen Teilen des Kontinents auf 70 bis 66% ab. Jetzt sind die Gebiete im Lee der Skandinavischen Gebirge und südlich der Alpen durch eine deutliche Zunahme gekennzeichnet.

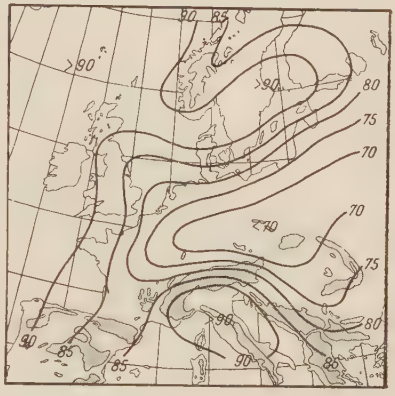

Abb. 11. Zahl der hohen und komplexen Bodendruckänderungen $\geqq 5$ mb in Prozent im Jahre 1938 (Gesamtzahl der $\Delta p \geqq 5$ mb, die mit Druckänderungen gleichen Vorzeichens in 5,5 km Höhe kombiniert sind).

J. v. Hann [*81*] und H. v. Ficker [*57*] haben für alpine Stationen die Wahrscheinlichkeit des Zusammentreffens von Druck- und Temperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichens ermittelt und in Salzburg [*81*] bei Berücksichtigung der $\Delta p \geqq 4$ mm 68%, in München [*57*] für alle $\Delta p \geqq 5$ mm 75% gefunden. Nach W. Peppler [*135*] ist über dem Bodensee die Wahrscheinlichkeit, daß eine Bodendruckänderung mit einer Mitteltemperaturänderung der Schicht Boden bis 3 km Höhe von entgegengesetztem Vorzeichen verbunden ist, 0,65. Für Frankfurt teilt W. Georgii [*76*] für die $\Delta p > 5$ mm 60% mit. Die Werte nördlich der Alpen sind größer als die 1938 erhaltenen, aber es ist sehr wahrscheinlich, daß sich der Übergang von kontinentalen zu maritimen Verhältnissen an den Alpen noch weit unvermittelter vollzieht, als es die Drängung der Isolinien in Abb. 10 erkennen läßt.

H. v. Ficker [*57*] hat die Wahrscheinlichkeit, daß Bodendruckänderungen ≥ 5 mm mit inversen Temperaturänderungen verbunden sind, im Norden Rußlands mit 61% und zunehmend auf 78% im Süden gefunden. Diese Zahlen passen gut zu den hier für die zentralen Teile Mitteleuropas erhaltenen. Nach diesen Ergebnissen tragen „im Süden und Osten . . . barometrische Steig- und Fallgebiete in viel höherem Grad den Charakter von Kälte- und Wärmewellen als in den nördlichen und westlichen Gebieten". Man kann diesen Satz nach den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung allgemeiner so aussprechen: Mit zunehmender Entfernung von den Küsten nimmt die Anzahl der mit Temperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichens verbundenen Bodendruckänderungen zu. Die Maxima sind am eurasischen Kontinent

nach Süden verschoben und liegen knapp nördlich der großen Kettengebirge. Zur Stützung dieses Satzes diene Abb. 12.

F. MALONE [*107*] hat in einer großen statistischen Untersuchung der interdiurnen Druck- und Temperaturänderungen in der freien Atmosphäre über Nordamerika besonders die geographische und jahreszeitliche Verschiedenheit der Verhältnisse studiert und damit auch für Nordamerika den Übergang von der Mittelung der aus verschieden gelegenen Einzelstationen gewonnenen Aufstiegsergebnisse zur Betrachtung gleichzeitiger Daten verschiedener Stationen vollzogen. Seine für zehn Radiosondestationen für die Monate Februar und August abgeleiteten Zahlen be-

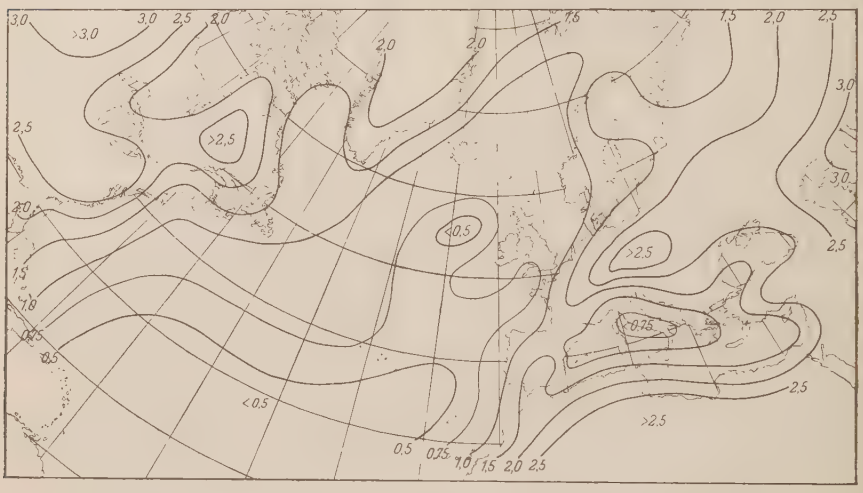

Abb. 12. Verhältnis der Zahl der Fälle sgn $\Delta p \neq$ sgn ΔT_m : sgn $\Delta p =$ sgn ΔT_m. [Material vermehrt um 26 Stationen (Tab. 5b), Werte für Amerika nach F. MALONE (*107*)].

stätigen die für Europa erhaltenen Ergebnisse qualitativ gut und sichern ihnen somit allgemeinere, über Europa hinausgehende Bedeutung.

Aus Tabelle 4 der Arbeit von MALONE ist zu entnehmen, daß in den zentralen Teilen des nordamerikanischen Kontinents 72 bis 77% aller Druckanstiege mit Temperaturabnahme verbunden sind, während das in den Küstengebieten nur in 50 bis 60% der Fall ist. San Juan auf Puerto-Rico, als ausgesprochen maritime Station ergibt dagegen nur 34% und im Sommer schließt sich mit den gleichen Verhältnissen noch Miami an. Auch in Nordamerika dominiert also der Land-Meer-Einfluß, woran sich nichts ändern dürfte, wenn man auch den Druckfall in die Betrachtung einbezieht.

Das Verhältnis der Zahl der Fälle $\Delta p > 0$, $\Delta T < 0$ zu den Fällen $\Delta p > 0$, $\Delta T > 0$ beträgt im Mittel der zehn Stationen 2,1. Das Maximum wird in Bismarck, ND., mit 3,4 erreicht, das Minimum in San Juan auf Puerto-Rico mit 0,5. Während also im Mittel in Nordamerika die mit

Temperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichens kombinierten Druckänderungen doppelt so häufig sind wie die mit gleichsinnigen Temperaturänderungen verknüpften, ist Europa in dieser Beziehung ausgeglichener. Das Verhältnis der Fälle $\operatorname{sgn} \Delta p \neq \operatorname{sgn} \Delta T_m : \operatorname{sgn} \Delta p = \operatorname{sgn} \Delta T_m$ schwankt hier zwischen 2,7 (Karpathen) und 0,7 (Mittelmeer und Biskaya) und beträgt im Mittel der 44 Punkte 1,3 (vgl. Abb. 12). Betrachtet man nur die große eurasisch-afrikanische Landmasse, dann ist der Wert des Verhältnisses wie in Amerika > 2.

Die von F. M. Exner [47] ausgesprochene Vermutung, daß in Nordamerika die Temperaturänderungen in den bodennahen Schichten einen größeren Einfluß auf die Druckänderungen haben als in Europa, wird durch die Arbeit von Malone und die vorliegende Untersuchung bestätigt. Durch die Betrachtung der gemittelten Ergebnisse von Stationen mit verschiedener geographischer Lage sind diese Unterschiede bisher zu stark ausgeglichen und daher kleiner als erwartet gefunden worden [84]. Es ergibt sich, daß in den zentralen Teilen der großen Kontinente in bezug auf die gleichzeitigen Druck- und Temperaturänderungen ähnliche Verhältnisse bestehen und daß Europa mehr den Charakter eines Übergangsgebietes zwischen kontinentalen und maritimen Verhältnissen aufweist.

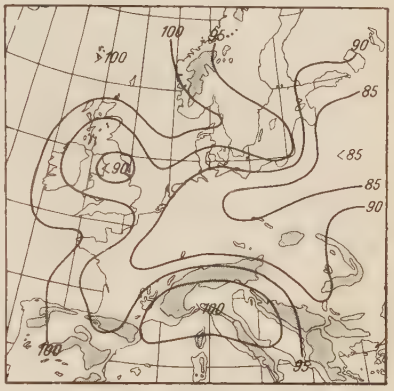

Abb. 13. „Relative Größe" der hohen Bodendruckänderungen in Prozent des mittleren absoluten Betrages aller $\Delta p \neq 0$ im Jahre 1938.

Aus den Spalten 2, 4 und 6 der Tabelle 4 ist der mittlere absolute Betrag der hohen, komplexen und niedrigen Bodendruckänderungen zu entnehmen. Die größten Beträge zeigen im Mittel demnach im ganzen betrachteten Gebiet die komplexen Druckänderungen. Am besten den mittleren Verhältnissen angepaßt ist die Intensität der hohen Druckänderungen, die in allen Punkten (bis auf 29, 30 und 31) auch am häufigsten sind. Die geringsten Beträge und Unterschiede weisen die niedrigen Δp auf.

Eine vergleichende Abschätzung der Bedeutung der hohen und niedrigen Δp erhält man, wenn man sie zu dem mittleren absoluten Betrag aller Bodendruckänderungen unter Ausschaltung der Nullfälle in Beziehung setzt, wenn man also ihre „relative Größe" in Prozent des mittleren absoluten Betrages der $\Delta p \neq 0$ ausdrückt.

Die relative Größe der hohen Δp (Abb. 13) erreicht vor den Küsten 100% und nimmt in das Innere des Kontinents nur wenig bis auf 85% ab, wobei sich die Isolinien gut den Küsten anschmiegen. Die relative Größe der niedrigen Δp (Abb. 14) läßt neben dem Land-Meer-Einfluß einen deutlichen Breiteneinfluß in dem Sinne erkennen, daß in südlicheren

Breiten die niedrigen Δp an Bedeutung zunehmen. Während die relative Größe der niedrigen Δp nördlich 60° nur 55 bis 60% beträgt, nimmt sie nach Süden rasch zu und erreicht in der Achse des Kontinents Werte von 85 bis 90%. Südlich der Alpen liegt mit 71% ein sekundäres Minimum, aber das Mittelmeerbecken weist mit 75 bis 80% weit höhere Werte auf, als Nordeuropa. Damit wird das Ergebnis H. v. Fickers [57], daß der Druckeffekt der Kältewellen mit abnehmender Breite größer wird, aerologisch untermauert und auf alle niedrigen Δp ausgedehnt.

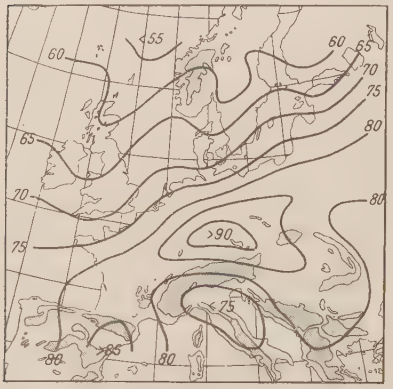

Abb. 14. „Relative Größe" der niedrigen Bodendruckänderungen in Prozent des mittleren absoluten Betrages aller $\Delta p \neq 0$ im Jahre 1938.

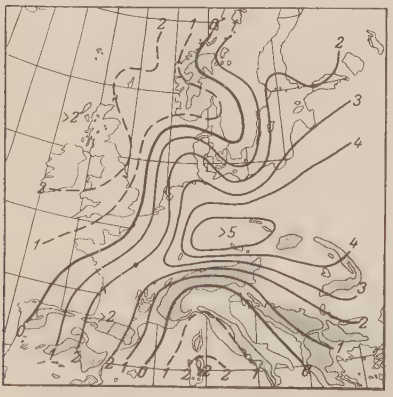

Abb. 15. Mittlerer Betrag und Vorzeichen der Bodendruckänderung (mb) bei gleichzeitiger Änderung der Mitteltemperatur der Schicht zwischen 1000 und 500 mb um über 5° C. (Gestrichelte Linien = gleiches Vorzeichen, ausgezogene Linien = ungleiches Vorzeichen von Δp und ΔT_m.)

Weiteren Aufschluß über die Beeinflussung der Bodendruckänderungen durch troposphärische Temperaturänderungen erhält man, wenn man die Fälle $\Delta h > 10$ ddm, entsprechend einer Mitteltemperaturänderung der unteren Troposphäre bis 5,5 km Höhe um mehr als 5° C mit den sie begleitenden Bodendruckänderungen vergleicht. Bis auf das Mittelmeerbecken (10 bis 15 Fälle) stehen für jeden Punkt im Mittel etwa 40 Fälle zur Verfügung. Aus Abb. 15 erkennt man, daß in einer Zone, die sich gut den Küsten anschmiegt, starke Änderungen der Mitteltemperatur der unteren Troposphäre im Mittel ohne nennenswerte Bodendruckänderung ablaufen bzw. daß sie ebenso häufig mit Δp gleichen wie entgegengesetzten Vorzeichens kombiniert sind. Das gleiche Ergebnis im Mittel erhält V. Mironovitch [111] aus 156 Fällen für St. Cyr und R. Scherhag [166] aus 461 Fällen für Holland. Diese Ergebnisse haben aber (Abb. 15) nur Gültigkeit im Übergangsgebiet zwischen ozeanischen und kontinentalen Verhältnissen und dürfen nicht verallgemeinert werden. In den Seegebieten vor den europäischen Küsten einschließlich der Britischen Inseln sind auch starke Mitteltemperaturänderungen in der unteren Troposphäre im Mittel von Bodendruckänderungen gleichen Vorzeichens, wenn auch geringer Intensität begleitet. Nur im Lee der Skandi-

navischen Gebirge und südlich der Alpen greifen diese Verhältnisse auf das Festland über. Alle übrigen Teile des Kontinents zeigen ohne Ausnahme im Mittel Bodendruckänderungen entgegengesetzten Vorzeichens, und zwar mit wachsendem Abstand von den Küsten in zunehmendem Maße.

Damit in Übereinstimmung sind die im Bodenseegebiet von W. Peppler [*134*] erhaltenen Ergebnisse und vor allem die für das nördliche Alpenvorland und den großen russischen Raum aus Bodenbeobachtungen abgeleiteten Resultate der klassischen Untersuchungen H. v. Fickers [*54, 55. 57*]. Bei den nördlichsten Stationen in Rußland, an der Eismeerküste, findet man den Übergang zu ozeanischen Verhältnissen im Sommer bereits angedeutet, wo die Wahrscheinlichkeit, daß eine Temperaturänderung $\geqq 5°$ C von einer Druckänderung entgegengesetzten Vorzeichens begleitet ist, unter 50% sinkt. Die durch alle bisherigen diesbezüglichen Untersuchungen bestätigten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß die Land-Meer-Verteilung von entscheidendem Einfluß auf die Gestaltung der Beziehungen zwischen gleichzeitigen Druck- und Temperaturänderungen in der unteren Troposphäre ist.

Ein Vergleich der beiden Arten von Druckänderungen zeigt, daß die hohen Δp vor den Küsten Europas etwa dreimal so häufig sind, und daß der Ausgleich erst in den zentralen Teilen des europäischen Festlandes eintritt, wo die Punkte 29, 30 und 31 ein geringes Überwiegen der Anzahl der niedrigen Δp aufweisen. Im Mittel aller 44 Punkte sind die hohen Δp gut doppelt so häufig wie die niedrigen.

Analog verhalten sich die mittleren absoluten Beträge. Im Gebiet der Shetlands und Faröer sind die hohen Δp um 60 bis 80% größer als die niedrigen. Dieses Übergewicht nimmt auf 20 bis 10% in den Kontinent hinein ab und in den zentral kontinental gelegenen Punkten 28 und 29 wird der Ausgleich erreicht. Im Mittelmeerbecken sind die hohen Δp wieder um 30 bis 40% stärker als die niedrigen. Im Mittel aller Punkte übertrifft die Intensität der hohen Δp die der niedrigen um 36%.

Es ergibt sich, daß die in Europa zur Beobachtung gelangenden Bodendruckänderungen nach Anzahl und Intensität überwiegend von den hohen, nicht durch Temperaturänderungen in der unteren und mittleren Troposphäre verständlichen, sondern durch diese sogar abgeschwächten Druckänderungen bestimmt werden. Die Bedeutung der niedrigen, allein durch Temperaturänderungen in der unteren und mittleren Troposphäre hervorgerufenen Druckänderungen ist nur gering. Dieses Ergebnis wird im zweiten Teil der Arbeit eine wesentliche Stützung und Erweiterung erfahren.

II. Korrelationsanalyse der gleichzeitigen 24stündigen Änderungen von Bodendruck, Höhe der 500 mb-Fläche und Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche.

1. Material und Bearbeitung.

Die unerwartet geschlossenen Ergebnisse des ersten Teiles der Untersuchung, besonders die Verteilung der hohen und niedrigen Bodendruck-

änderungen betreffend, ließen es wünschenswert erscheinen, die Verhältnisse über einem größeren Gebiet zu betrachten.

Den „Täglichen Wetterberichten der Deutschen Seewarte" für die Jahre 1938 bis 1943 [*184*] wurden für 26, außerhalb des bisher untersuchten Gebietes gelegene, aerologische Aufstiegsstellen sämtliche, um 24 Stunden auseinanderliegende Werte der absoluten Topographien 1000 und 500 mb, sowie der relativen Topographie 500 mb entnommen und die Δp, ΔH und Δh gebildet. Zur Ergänzung wurden weitere 23 Aufstiegspaare für Spitzbergen 1937 [*196*] und 125 Aufstiegspaare für Reykjavik 1932/33 [*118*] herangezogen. Diese Stationen sind in Tabelle 5b als Punkte 45 bis 70 enthalten. Die Aufstiege der Punkte 45, 52, 53, 57, 60, 61 und 62 verteilen sich auf ein eng begrenztes Gebiet um die angegebene mittlere Position. Nur 5 Punkte weisen weniger als 100 Aufstiegspaare auf und im Mittel erhält man je Punkt rund 319 Wertetripel, zusammen 67044 Änderungswerte. Mit den 44 bisher bearbeiteten stehen nun 70, allerdings nicht mehr den gleichen Zeitraum umfassende Punkte zur Verfügung. Der zur weiteren Betrachtung stehende Raum erstreckt sich von Spitzbergen bis Marokko und aus dem Nordatlantik bis Sibirien.

Tabelle 5a. *Korrelationskoeffizienten zwischen je 364 gleichzeitigen 24stündigen Änderungen von 1. Bodendruck und Höhe der 500 mb-Fläche, 2. Bodendruck und Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche, 3. Höhe der 500 mb-Fläche und Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche, 4. Regressionskoeffizient.*

Punkt	1		2		3		4
	$r(\Delta p, \Delta H)$	$\pm f \times 10^{-3}$	$r(\Delta p, \Delta h)$	$\pm f \times 10^{-3}$	$r(\Delta H, \Delta h)$	$\pm f \times 10^{-3}$	$r(\Delta p, \Delta H)$ $\frac{\sigma_p}{\sigma_H}$
1	+ 0,72	± 17	+ 0,03	± 35	+ 0,67	± 19	0,54
2	+ ,69	18	— ,02	35	+ ,66	19	,52
3	+ ,66	20	— ,07	35	+ ,66	20	,49
4	+ ,63	21	— ,10	35	+ ,68	19	,46
5	+ ,65	20	— ,09	35	+ ,66	20	,48
6	+ ,60	23	— ,08	35	+ ,70	18	,43
7	+ ,69	18	+ ,02	35	+ ,70	18	,47
8	+ ,74	16	+ ,09	35	+ ,70	18	,53
9	+ ,73	16	+ ,07	35	+ ,70	18	,53
10	+ ,74	16	+ ,12	35	+ ,72	17	,52
11	+ ,73	17	— ,01	35	+ ,66	20	,54
12	+ ,70	18	— ,14	35	+ ,58	23	,56
13	+ ,62	22	— ,15	35	+ ,65	20	,48
14	+ ,61	22	— ,12	35	+ ,68	19	,44
15	+ ,58	24	— ,13	35	+ ,70	18	,42
16	+ ,66	20	+ ,04	35	+ ,75	15	,42
17	+ ,71	17	+ ,06	35	+ ,71	19	,48
18	+ ,68	19	— ,00	35	+ ,70	18	,48
19	+ ,65	20	— ,04	35	+ ,70	18	,46

Punkt	1 $r(\Delta p, \Delta H)$ $\pm f \times 10^{-3}$		2 $r(\Delta p, \Delta h)$ $\pm f \times 10^{-3}$		3 $r(\Delta H, \Delta h)$ $\pm f \times 10^{-3}$		4 $r(\Delta p, \Delta H) \times \frac{\sigma_p}{\sigma_H}$
20	+ 0,58	± 23	— 0,15	± 34	+ 0,68	± 19	0,43
21	+ ,56	24	— ,17	34	+ ,69	19	,41
22	+ ,46	28	— ,26	33	+ ,70	18	,33
23	+ ,38	30	— ,30	32	+ ,76	15	,26
24	+ ,60	23	+ ,07	35	+ ,80	13	,34
25	+ ,67	19	+ ,16	34	+ ,81	12	,40
26	+ ,60	23	— ,01	35	+ ,76	15	,38
27	+ ,42	29	— ,25	33	+ ,73	16	,29
28	+ ,32	32	— ,39	30	+ ,71	17	,24
29	+ ,25	33	— ,44	29	+ ,72	17	,19
30	+ ,30	32	— ,37	30	+ ,73	17	,22
31	+ ,38	30	— ,30	32	+ ,72	17	,24
32	+ ,53	25	+ ,01	35	+ ,77	14	,32
33	+ ,48	27	— ,12	35	+ ,75	16	,29
34	+ ,52	26	— ,02	35	+ ,78	14	,30
35	+ ,62	22	+ ,07	35	+ ,80	12	,36
36	+ ,54	25	— ,06	35	+ ,75	15	,32
37	+ ,38	30	— ,24	33	+ ,74	16	,26
38	+ ,41	29	— ,25	33	+ ,74	16	,27
39	+ ,53	25	+ ,06	35	+ ,79	13	,28
40	+ ,50	26	— ,04	35	+ ,77	14	,29
41	+ ,52	26	+ ,05	35	+ ,81	12	,28
42	+ ,58	23	+ ,08	35	+ ,80	13	,32
43	+ ,60	22	+ ,08	35	+ ,76	15	,36
44	+ ,52	26	— ,03	35	+ ,74	16	,31

Die Untersuchung der gegenseitigen Beziehungen der drei Veränderlichen wurde mit Hilfe der Korrelationsmethode [*45*, *46*, *75*] fortgesetzt, denn die Wahrscheinlichkeit reeller Zusammenhänge wird durch die Übereinstimmung von Korrelationskoeffizienten (im folgenden abgekürzt mit KKf), die aus verschieden langen und über verschiedene Zeiten sich erstreckenden Reihen von Veränderlichen abgeleitet worden sind, erhöht. Die Korrelationsmethode ist aufgebaut auf der Voraussetzung, daß die in Beziehung gesetzten Reihen Zufallsfolgen sind. Diese Voraussetzung trifft für meteorologische Zeitreihen nicht zu (Erhaltungstendenz des Wetters) und es ist bekannt, daß fortlaufende, um 24 Stunden auseinanderliegende Luftdruckwerte bzw. ihre Differenzen eine hohe positive Erhaltungstendenz zeigen. J. Bartels [*2*] hat nachdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß bei Nichtberücksichtigung der Erhaltungstendenz die Bedeutung der erhaltenen KKf überschätzt wird. Nachdem es im vorliegenden Fall vor allem auf die relative Beurteilung einer größeren Zahl von KKf, die alle von der Erhaltungstendenz in gleichem Sinne

Tabelle 5b. *Korrelationskoeffizienten zwischen gleichzeitigen 24stündigen Änderungen von 1. Bodendruck und Höhe der 500 mb-Fläche, 2. Bodendruck und Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche, 3. Höhe der 500 mb-Fläche und Höhe der 500 mb- über der 1000 mb-Fläche, 4. Regressionskoeffizient.*

Punkt	Station	φ N	λ	n	1 $r(\Delta p, \Delta H)$ $\pm f \times 10^{-3}$	2 $r(\Delta p, \Delta h)$ $\pm f \times 10^{-3}$	3 $r(\Delta H, \Delta h)$ $\pm f \times 10^{-3}$	4 $r(\Delta p, \Delta H) \times \frac{\sigma_p}{\sigma_H}$
45	Spitzbergen	78,9	12,0 E	36	+ 0,59 ± 74	0 —	+ 0,79 ± 43	0,39
46	Tromsö	69,6	19,0 E	546	+ ,54 20	- 0,27 ± 27	+ ,64 17	,43
47	Kirkenaes	69,7	30,1 E	541	+ ,58 19	— ,33 26	+ ,56 20	,52
	Vadsö	70,1	29,8 E					
48	Narvik	68,5	16,7 E	100	+ ,56 47	— ,12 66	+ ,74 30	,37
49	Ukta	65,2	31,2 E	483	+ ,50 23	— ,29 22	+ ,66 17	,39
	Kananananinen .	65,7	31,4 E					
50	Archangelsk ...	64,6	40,6 E	74	+ ,38 67	— ,28 81	+ ,76 32	,25
51	Reykjavik	64.2	21.9 W	219	+ ,76 19	- ,07 44	+ ,57 31	,64
52	Nordatlantik ...	63,0	7,0 W	218	+ ,73 21	+ ,02 46	- ,68 25	,53
53	Nordatlantik ...	55,0	14,0 W	40	- ,73 50	+ ,05 106	+ ,70 52	,54
54	Moskau	55,8	37,6 E	308	+ ,36 33	,30 35	+ ,76 16	,24
55	Nowo Sibirsk ..	55,0	82,6 E	334	, ,26 34	,42 30	- ,75 16	,18
56	Kujbyschew ...	53,2	50,2 E	201	+ ,38 40	,32 43	, ,70 24	,28
57	Nordatlantik ...	49,0	17,0 W	221	+ ,79 17	+ ,14 45	+ ,69 24	,56
58	Rostow	47,2	39,7 E	211	+ ,34 41	— ,31 42	+ ,76 19	,23
	Mariupol	47,1	37,6 E					
59	Alma Ata	43,3	76,9 E	204	+ ,10 47	— ,60 30	+ ,72 23	,09
	Angra	38,6	27,2 W					
60	„Altair“	43,0	32,0 W	40	+ ,74 49	+ ,08 106	+ ,70 55	,48
	„Carimare“	42,0	32,0 W					
61	„Carimare“	40,0	18,0 W	31	+ ,81 42	+ ,42 100	+ ,84 35	,48
62	„Carimare“	38,0	44,0 W	148	+ ,73 26	— ,02 55	+ ,62 36	,58
63	Madrid	40,4	3,7 W	569	+ ,49 21	— ,19 27	+ ,73 13	,35
64	Blida	36,4	2,8 E	380	+ ,36 30	— ,13 34	+ ,84 10	,19
65	Malta	35,9	14,5 E	232	+ ,42 36	— ,18 43	+ ,82 14	,27
66	Canea	35,5	24,0 E	448	+ ,42 26	— ,16 31	+ ,79 12	,26
67	Rabat	34,0	6,8 W	351	+ ,50 27	— ,08 36	+ ,78 14	,31
68	Castel Benito ..	32,7	13,2 E	120	+ ,35 54	- ,25 58	+ ,78 24	,22
69	Derna	32,8	22,6 E	130	+ ,44 48	— ,10 59	+ ,77 24	,26
70	Marokko	31,6	8,0 W	147	,37 18	,13 55	,81 18	,29

beeinflußt werden, ankommt, ist ein Fehlurteil dadurch weniger zu befürchten.

Bei 364 Werten erreichen die KKf schon ab 0,2 den sechsfachen Wert ihres wahrscheinlichen Fehlers und ab 0,5 erfüllen sie gut die von A. Schmidt [*177*] empfohlenen Kriterien. Allerdings können selbst hohe KKf für Vorhersagen in Einzelfällen nur mit größter Vorsicht verwendet werden *[2,207]*.

Während die Ausgangswerte für die 26 Ergänzungspunkte den Auswertungen der Aufstiege direkt entnommen werden konnten, wurden sie für die 44 ursprünglich betrachteten Punkte durch Interpolation zwischen den auf Grund einer kleineren Anzahl von Aufstiegen konstruierten Isohypsen der Topographien gewonnen. Außer den Interpolationsfehlern können Unsicherheiten in der Konstruktion der Topographien störend wirken, so daß es nicht von vornherein zu entscheiden ist, ob das Material der Punkte 1 bis 44 und 45 bis 70 gleichwertig ist. Nachdem die absolute Topographie der 500 mb-Fläche definiert ist als Summe der relativen Topographie 500 über 1000 mb und der Höhe der 1000 mb-Fläche, muß bei sorgfältiger Konstruktion der relativen Topographie und der Bodenkarte die Beziehung $\Delta H = \Delta p + \Delta h$ (alle Werte in dyn. Metern) auch für alle zwischen den Aufstiegen interpolierten Punkte gelten.

Wie weit diese Beziehung bei dem bearbeiteten Material erfüllt ist, kann ebenfalls mit Hilfe der Korrelationsmethode durch Berechnung der partiellen KKf und der Mehrfach-KKf geprüft werden, die im Falle der Fehlerlosigkeit den Wert 1 erreichen müßten. Sie wurde für zwei randlich (Punkt 1 und 16) und einen zentral (Punkt 28) gelegenen Punkt des durch Interpolation gewonnenen Materials durchgeführt und zum Vergleich mit dem direkt den Aufstiegsauswertungen entnommenen Material auch für Tromsö vorgenommen. Das Ergebnis ist in Tabelle 6 enthalten.

Tabelle 6. *Einfache, partielle und Mehrfach-Korrelationskoeffizienten.*

	(1)	(16)	(28)	Tromsö
$r\ (\Delta p,\ \Delta H)$	+ 0,72	+ 0,65	+ 0,32	+ 0,54
$r\ (\Delta p,\ \Delta h)$	+ 0,03	+ 0,04	— 0,39	— 0,27
$r\ (\Delta H,\ \Delta h)$	+ 0,67	+ 0,75	+ 0,71	+ 0,64
$\sigma\ \Delta p$	7,2 ddm	6,5 ddm	5,0 ddm	6,2 ddm
$\sigma\ \Delta H$	9,6 „	10,1 „	6,8 „	7,8 „
$\sigma\ \Delta h$	6,8 „	7,8 „	6,9 „	6,9 „
$r\ (\Delta p\ \Delta H,\ \Delta h)$	+ **0,95**	+ **0,95**	+ 0,92	+ **0,97**
$r\ (\Delta p\ \Delta h,\ \Delta H)$	— 0,90	— 0,91	— 0,92	— **0,96**
$r\ (\Delta H\ \Delta h,\ \Delta p)$	+ 0,94	+ **0,96**	+ **0,96**	+ **0,97**
$\sigma\ \Delta p,\ \Delta H\ \Delta h$	2,2	2,0	1,8	1,5
$\sigma\ \Delta H,\ \Delta p\ \Delta h$	2,2	2,1	1,9	1,5
$\sigma\ \Delta h,\ \Delta p\ \Delta H$	2,2	2,1	1,9	1,5
$R\ \Delta p,\ \Delta H\ \Delta h$	**0,95**	**0,95**	0,93	**0,97**
$R\ \Delta H,\ \Delta p\ \Delta h$	**0,97**	**0,98**	**0,96**	**0,98**
$R\ \Delta h,\ \Delta p\ \Delta H$	0,94	**0,96**	**0,96**	**0,98**

17 von den 24 partiellen und Mehrfach-KKf liegen zwischen 0,95 und 1, der Rest zwischen 0,90 und 0,95. Das beste Ergebnis wird in Tromsö erreicht, wo alle sechs partiellen und Mehrfach-KKf $> 0{,}95$ sind. Berücksichtigt man, daß das Material vor der Berechnung der KKf in Gruppen von je 3 ddm Intervallbreite zusammengefaßt wurde, dann ist die geforderte Annäherung der partiellen KKf an den Wert 1 recht befriedigend. Die in Tabelle 7 enthaltenen Regressionsgleichungen zeigen

Tabelle 7. *Regressionsgleichungen.*

Punkt 1	Δp	$= 0{,}95\,\Delta H - 0{,}88\,\Delta h$
	ΔH	$= 0{,}95\,\Delta p + 0{,}93\,\Delta h$
	Δh	$= 0{,}96\,\Delta H - 0{,}91\,\Delta p$
Punkt 16	Δp	$= 0{,}94\,\Delta H - 0{,}89\,\Delta h$
	ΔH	$= 0{,}96\,\Delta p + 0{,}95\,\Delta h$
	Δh	$= 0{,}98\,\Delta H - 0{,}94\,\Delta p$
Punkt 28	Δp	$= 0{,}89\,\Delta H - 0{,}90\,\Delta h$
	ΔH	$= 0{,}95\,\Delta p + 0{,}96\,\Delta h$
	Δh	$= 0{,}95\,\Delta H - 0{,}95\,\Delta p$
Tromsö	Δp	$= 0{,}96\,\Delta H - 0{,}93\,\Delta h$
	ΔH	$= 0{,}98\,\Delta p + 0{,}96\,\Delta h$
	Δh	$= 0{,}99\,\Delta H - 0{,}98\,\Delta p$

dementsprechend, daß die geforderte Beziehung $\Delta H = \Delta p + \Delta h$ im Mittel als weitgehend erfüllt anzusehen ist.

Man kann daraus schließen, daß 1. die Topographien in den „Täglichen Wetterberichten" der Deutschen Seewarte sehr sauber konstruiert und bis in die Randgebiete verläßlich sind (was nicht ausschließt, daß die Randgebiete in Einzelfällen Fehler aufweisen), 2. daß die Extrapolation der Werte zwischen den Isohypsen keine größeren Fehler verursacht, 3. daß die Zusammenfassung des Materials in Gruppen mit 3 ddm Intervallbreite unbedenklich vorgenommen werden kann und 4. daß das durch Interpolation aus den Topographien erhaltene Material mit dem aus direkten Aufstiegsergebnissen gewonnenen vergleichbar ist.

2. Die Verteilung der Korrelationskoeffizienten $r\,(\Delta p, \Delta H)$.

Die KKf zwischen den gleichzeitigen 24stündigen Änderungen des Luftdruckes am Boden und in 5,5 km Höhe sind im ganzen betrachteten Gebiet positiv, wenn auch von sehr verschiedener Größe. Man erkennt aus Abb. 16, daß zwei große, in sich sehr einheitliche Verhältnisse aufweisende Gebiete zueinander in Gegensatz stehen. Der Atlantische Ozean zwischen 30 und 70° Nordbreite einerseits zeigt durchwegs KKf zwischen $+ 0{,}7$ und $+ 0{,}8$. Im Nordmeer ist wieder eine Abnahme der KKf auf Werte unter 0,6 durch die allerdings nur wenig zahlreichen Aufstiege in Spitzbergen angedeutet. Das einheitliche Ergebnis ist um so bemerkenswerter, als die in diesem Gebiet zur Verfügung stehenden Reihen sehr verschiedenen Umfang aufweisen und sich über verschiedene Zeiten erstrecken. Anderseits weist die große eurasisch-afrikanische Landmasse

durchwegs KKf unter + 0,4 auf. Die Extreme liegen nördlich der Alpen und Karpathen. Vor den zentralasiatischen Bergketten ist kein eindeutiger Zusammenhang mehr vorhanden, wie der KKf + 0,10 in Alma Ata zeigt. Der Übergang von ozeanischen zu kontinentalen Verhältnissen erfolgt in einem verhältnismäßig schmalen Streifen längs der europäischen Küsten, denen sich die Isokorrelate + 0,6 am besten anschmiegt. Er ist an zwei Stellen gestört, wo Binnenmeere in die Landmassen eingebettet sind und zugleich große Gebirgsketten die Strömungen in der freien Atmosphäre stören. Das eine Störungsgebiet erstreckt sich von Süd-

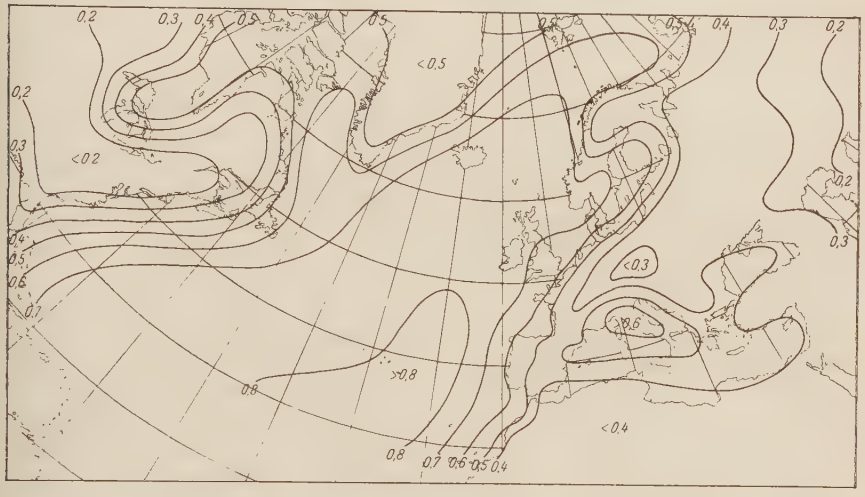

Abb. 16. Isokorrelaten zwischen gleichzeitigen 24stündigen Änderungen von Bodendruck und Höhe der 500 mb-Fläche. [Werte für Amerika nach B. und E. Haurwitz (*86*) und F. Malone (*107*)].

norwegen bis nach Finnland, das andere liegt über dem Mittelmeer, mit dem Kern unmittelbar südlich der Alpen.

Es findet sich in der Literatur für Europa nur ein strenger Vergleichswert zu den ermittelten KKf: L. Egersdörfer [*37*] erhält für München aus 24 Einzelwerten einen KKf zwischen Bodendruck und Druck in 5 km Höhe von + 0,6, der als zu groß angesehen werden muß. Aus den bekannten Arbeiten von A. Schedler [*161*] und W. H. Dines [*32*] ist nur der KKf zwischen Bodendruckänderung und Druckänderung in 9 km Höhe zu entnehmen; der qualitative Vergleich ergibt über England deutlich höhere Werte, als über dem Kontinent. Für Amerika liegen Vergleichswerte für die Korrelation zwischen Druck am Boden und in 5 km Höhe vor. B. und E. Haurwitz [*86*] ermitteln aus 102 Wertepaaren für Boston + 0,22 und F. Malone [*107*] erhält für Stationen mit kontinentaler Lage KKf von der gleichen Größenordnung, die gegen die Küsten ansteigen.

Die erhaltenen Ergebnisse lassen sich somit wie folgt zusammenfassen: Über den Ozeanen sind die 24stündigen Bodendruckänderungen

ein gutes Abbild der gleichzeitigen hohen Druckänderungen, während über den großen Kontinenten dieser Zusammenhang nur lose ist und im Innern der Kontinente keine eindeutigen Beziehungen zwischen gleichzeitigen Druckänderungen am Boden und in der Höhe bestehen. Gebiete im Lee von großen Bergketten zeigen gegenüber ihrer Umgebung einen engeren positiven Zusammenhang zwischen oberen und unteren Druckänderungen.

Oder noch allgemeiner formuliert: In den Gebieten der Erdoberfläche, in denen die mittlere Druckverteilung im Meeresniveau ein Abbild der mittleren Höhendruckverteilung ist, besteht ein enger und positiver Zusammenhang zwischen den 24stündigen Druckänderungen in der Höhe und am Boden. Dagegen ist dieser Zusammenhang lose oder fehlt gänzlich in den Gebieten, deren mittlere Bodendruckverteilung thermisch gestört ist und daher von der mittleren Höhendruckverteilung abweicht.

Die Bodendruckänderungen zeigen somit im Mittel den gleichen Charakter wie die mittlere Bodendruckverteilung selbst. Die Isokorrelaten verlaufen ähnlich den Linien gleicher Kontinentalität [*78*]. Diese Verhältnisse sind zum Teil durch Wärmeaufnahme oder -abgabe durch die Luftmassen bei deren Übertritt vom Festland auf das Meer und umgekehrt verursacht, wie sie zur Herstellung des Strahlungsgleichgewichtes mit der veränderten Temperatur der Unterlage eintreten werden. Der schroffe Übergang zwischen den beiden Gebieten verschiedenen Charakters spricht dafür, daß die Wirkung unmittelbar nach dem Übertritt der Luftmassen aus dem einen Gebiet in das andere am stärksten ist, eine Annahme, die F. DEFANT [*30*] mit Erfolg in seiner Theorie des jährlichen Luftdruckganges gemacht hat. Andere dabei beteiligte Vorgänge werden im dritten Teil der Arbeit noch zur Sprache kommen.

Trotz der bekannten großen Schwierigkeiten, auch hohe KKf für Vorhersagen in Einzelfällen zu verwerten, ließ die unerwartet gesetzmäßige Verteilung der Beziehungen zwischen 24stündiger Druckänderung am Boden und in 5,5 km Höhe einen Versuch in dieser Richtung gerechtfertigt erscheinen. Zu diesem Zweck wurden für je eine Station in kontinentaler und ozeanischer Lage die Druckänderungen in 5,5 km Höhe mit den an der gleichen Station am folgenden Tag eingetretenen Bodendruckänderungen in Beziehung gesetzt. Die Rechnung wurde zunächst für alle Fälle durchgeführt und sodann unter Beschränkung auf die größeren Druckänderungen in der Höhe ($\Delta H \geqq 5$ ddm). Das Ergebnis ist in Tabelle 8 enthalten:

Tabelle 8. *Korrelationskoeffizienten zwischen Druckänderungen in 5,5 km Höhe und Bodendruckänderungen des folgenden Tages.*

Ort	alle Fälle		nur $\Delta H \geqq 5$ ddm	
	n	$r(\Delta H, \Delta p)$	n	$r(\Delta H, \Delta p)$
Moskau	234	— 0,20	120	— 0,28
Reykjavik	162	— 0,17	91	— 0,24

Man erkennt, daß die Bodendruckänderungen mit entgegengesetztem Vorzeichen der Höhendruckänderung des Vortages etwas überwiegen, und zwar unter kontinentalen Verhältnissen stärker als unter ozeanischen und bei Beschränkung auf größere Druckänderungen in der Höhe etwas deutlicher als bei Verwendung aller Fälle, aber die erhaltenen KKf sind doch so klein, daß ihnen eine prognostische Bedeutung nicht zukommt. Von einer weiteren Berechnung dieser KKf wurde daher abgesehen.

Um so überraschender sind auf den ersten Blick die Ergebnisse von Bice und Stephens [*8*]. Für drei Wintermonate ergibt sich ein „tetrachoric correlation coefficient" R_T zwischen der stärksten Druckänderung in 13 km bzw. 6 km Höhe und der am gleichen Ort bis zum folgenden Tag eintretenden Bodendruckänderung von $-0{,}96$. Ein Druckanstieg (-fall) in 13 km Höhe ist durch ein R_T von $+0{,}82$ mit einer zyklonalen (antizyklonalen) Winddrehung in 3 km Höhe am Folgetag verbunden, wodurch der Zusammenhang als Wirkung von horizontaler Advektion erklärt wird. Für den Zeitraum März 1941 bis Februar 1942 wurden ferner alle Bodendruckänderungen $\geqq 5$ mb mit den Druckänderungen des Vortages in 6 und 13 km Höhe in Beziehung gesetzt. Aus 2783 Fällen resultiert im Mittel ein R_T von $-0{,}55$, also bereits ein viel kleinerer Wert als bei der Auswahl nach den maximalen Druckänderungen in der Höhe.

Eine Erklärung für die zunächst so überraschend hohen KKf gibt die Rechenmethode. Teilt man die Druckänderungen in beiden Niveaus unter Vernachlässigung der Nullfälle nach den Vorzeichen und ist die Summe der Fälle: oben + unten + $= a$, oben + unten − $= b$, oben − − unten + $= c$, oben − unten − $= d$, dann ist der „tetrachoric corr. coeff." definiert durch

$$R_T = \cos\left(\frac{\pi\sqrt{bc}}{\sqrt{ad}+\sqrt{bc}}\right).$$

Berechnet man, um einen Vergleich mit den Ergebnissen von Stephens und Bice durchführen zu können, nach dieser Vorschrift das R_T unter Berücksichtigung der Fälle $\Delta p \geqq 5$ mb, dann findet man in Reykjavik $R_T = -0{,}14$ und in Moskau $R_T = -0{,}52$, also Übereinstimmung. Geht man, was richtiger ist, von den größeren oberen Druckänderungen aus, dann findet man bei Berücksichtigung aller $\Delta H \geqq 5$ ddm in Reykjavik $R_T = -0{,}24$ und in Moskau $R_T = -0{,}19$, für prognostische Zwecke also ebenfalls unbrauchbare Werte. Die Nichtberücksichtigung der Nullfälle in einer Höhe und die Beschränkung auf Fälle $\Delta p \geqq 5$ mb, die ja erhalten werden sollen, täuscht also ein günstiges Resultat vor.

Das ändert aber nichts an der Tatsache, daß die größten Druckänderungen in der Höhe über dem Festland mit Bodendruckänderungen entgegengesetzten Vorzeichens am folgenden Tag in fast allen Fällen verknüpft sind. Sie ist im Wetterdienst als Anwendung der bekannten Guilbert-Großmannschen Regel auf die Höhenwetterkarten von M. Rodewald [*153*] folgendermaßen formuliert worden: „An der Stätte eines Höhenhochdruckkeils fällt der Luftdruck am Boden in den nächsten

24 Stunden mit Vorliebe am stärksten . . .“ und umgekehrt. C. G. Rossby [*157*] hat auf Grund theoretischer Überlegungen die Anwendbarkeit der von Stephens und Bice gefundenen Korrelationen beschränkt auf Fälle, in denen 1. ein ungestörtes Temperaturfeld mit ausgesprochen meridionalem Gefälle in der Troposphäre vorhanden ist, 2. die Windgeschwindigkeit mit der Höhe stark zunimmt und sich 3. einer so aufgebauten Troposphäre eine rasch ziehende obere Druckstörung überlagert. Diese Bedingungen sind östlich des amerikanischen Felsengebirges am häufigsten realisiert, wo auch die beste Beziehung zwischen Druckänderungen in der Höhe und Bodendruckänderungen am folgenden Tag gefunden wurde.

3. Die Verteilung der Korrelationskoeffizienten $r\,(\Delta p, \Delta h)$.

Die KKf zwischen den 24stündigen Änderungen des Bodendruckes und den gleichzeitig eingetretenen Änderungen der barometrischen Mitteltemperatur in den unteren 5,5 km der Troposphäre sind im ganzen betrachteten Gebiet verhältnismäßig klein. Abb. 17 läßt wiederum zwei große, einheitliche Verhältnisse aufweisende Gebiete erkennen. Der Nordatlantische Ozean zeigt einheitlich sehr kleine positive KKf mit Werten meist unter + 0,1, die erst im Seegebiet zwischen Irland und Azoren den Wert + 0,15 übersteigen. Die erhaltenen KKf sind nur wenig größer als ihre wahrscheinlichen Fehler und daher im Sinne der Statistik wertlos. Die gleiche Größenordnung aller in diesem Raum zur Verfügung stehenden KKf spricht dafür, daß hier ein reeller Zusammenhang im Durchschnitt fehlt. Im Gegensatz dazu zeigt der eurasische und afrikanische Kontinent einheitlich negative KKf unter — 0,3, die eine, wenn auch nicht sehr enge inverse Beziehung zwischen Bodendruck- und Temperaturänderungen in diesen Gebieten erkennen lassen. Den größten Einfluß haben die Temperaturänderungen auf die Bodendruckänderungen nördlich der Alpen und Karpathen, wo Werte unter — 0,4 erreicht werden und vor den innerasiatischen Bergketten (Alma Ata — 0,6). Die Übergangszone zwischen ozeanischen und kontinentalen Verhältnissen ist schmal und die Isokorrelate 0 schmiegt sich gut dem Küstenverlauf an. Über der Ostsee und dem Mittelmeerbecken liegen Störungsgebiete.

Strenge Vergleichswerte zu den hier berechneten KKf sind in der Literatur nicht zu finden, doch lassen sich qualitative Vergleiche mit den vorhandenen Angaben ausführen. So kann man der Untersuchung von A. Schedler [*161*] entnehmen, daß im Mittel über Europa die Bodendruckänderungen in den untersten 3 km der Troposphäre von inversen Temperaturänderungen begleitet sind, was gut zu den gefundenen Verhältnissen paßt. P. Zistler [*211, 212*] hat für München kleinere KKf zwischen Bodendruck und Mitteltemperatur der gesamten Troposphäre mitgeteilt als Dines [*32*] für England. Dagegen erhalten H. Hoffstedt [*91*] aus 69 englischen Aufstiegen und Köppen und Wedemayer [*100*] im Mittel aus 200 Aufstiegen zwischen Kanal und Finnland die gleiche

Größenordnung von + 0,4 für den KKf zwischen Bodendruck und Temperatur in 5 km bzw. 7 km Höhe.

In Nordamerika finden Haurwitz und Turnbull für 163 Aufstiegspaare im Mittel eine Korrelation zwischen Druck in 1 km Höhe und Mitteltemperatur bis 9 km Höhe von + 0,21 und für Boston ergibt sich nach E. und B. Haurwitz [*86*] aus 102 Wertepaaren ein KKf für Bodendruck und Mitteltemperatur bis 9 km Höhe von — 0,12. Den von F. Malone [*107*] mitgeteilten Zahlen kann man entnehmen, daß im Inneren von Nordamerika ausgeprägt inverse Beziehungen zwischen den gleichen Veränderlichen vorherrschen. Ein Vergleich der gleichzeitigen

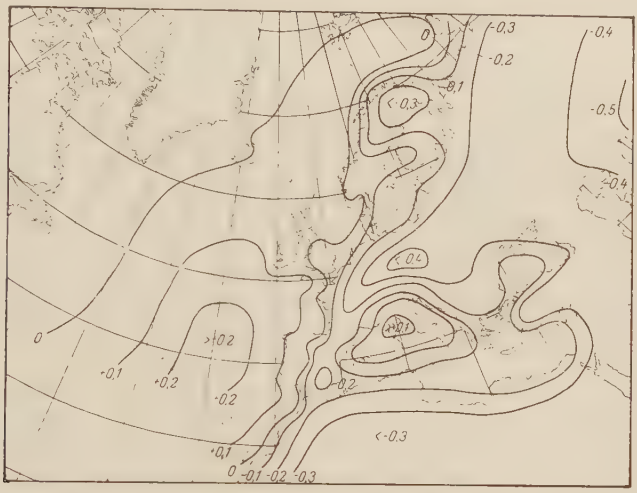

Abb. 17. Isokorrelaten zwischen gleichzeitigen 24stündigen Änderungen von Bodendruck und Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche (Mitteltemperatur der Schicht 1000 bis 500 mb).

Druck- und Temperaturänderungen auf den Azoren und Kanaren, den A. Roschkott [*155*] durchgeführt hat, ergibt keine eindeutigen Beziehungen und bestätigt damit, trotz der geringen Anzahl von Werten, aus denen das Ergebnis abgeleitet wurde, die für den Atlantik gefundenen Verhältnisse. Über Indien findet S. G. Rao [*147*] ein inverses Verhalten von Druck- und Temperatur besonders in der Monsunzeit bis mindestens 4 km Höhe und M. W. Chiplonkar [*18*] kann dieses Ergebnis voll bestätigen.

Überblickt man die in der Literatur vorhandenen Angaben über die Einwirkung der troposphärischen Temperaturänderungen auf die Bodendruckänderungen, dann findet man im wesentlichen Übereinstimmung und kann die hier aus einem sehr einheitlichen und gut vergleichbaren Material abgeleiteten Ergebnisse wie folgt zusammenfassen:

Über den Ozeanen sind die 24stündigen Druckänderungen im Meeresniveau nicht eindeutig mit den gleichzeitigen Änderungen der Mittel-

temperatur der Troposphäre bis 5,5 km Höhe kombiniert, ein schwach positiver Zusammenhang ist hier angedeutet. Über den Kontinenten besteht dagegen eine deutlich inverse Beziehung. Oder allgemeiner formuliert: In den Gebieten der Erdoberfläche, in denen die Mitteltemperatur der Troposphäre im Laufe des Jahres geringe Schwankungen ausführt, weisen die 24stündigen Bodendruckänderungen keine eindeutigen oder schwach positive Beziehungen zu den gleichzeitigen Änderungen der Mitteltemperatur der unteren Troposphäre bei 5,5 km Höhe auf, während in den Gebieten mit starkem Jahresgang der troposphärischen Mitteltemperatur eine eindeutig inverse Beziehung besteht.

4. Die Verteilung der Korrelationskoeffizienten $r\,(\Delta H, \Delta h)$.

Im Mittel liegt über einer warmen Troposphäre hoher Druck und umgekehrt, welcher Zustand durch die sehr hohen, von Dines [*32*] und Schedler [*161*] ermittelten KKf zwischen Mitteltemperatur der Troposphäre und Druck in 9 km Höhe von + 0,92 bzw. + 0,87 zum Gesetz erhoben wird. Nach allen bisher bekannt gewordenen Ergebnissen nimmt der KKf zwischen Druck und Temperatur innerhalb der Troposphäre mit wachsender Höhe zu und erreicht schon in 5 km Werte $> + 0{,}8$ [*18, 33, 37, 86, 91, 100, 107, 147*]. Der Einfluß von Temperaturänderungen in 5 km Höhe auf die Höhenschwankungen der Tropopause ist nach E. Björkdal [*15*] im Norden ausgeprägter, während sich gezeigt hat, daß die Auswirkung troposphärischer Temperaturänderungen auf den Bodendruck nach Süden an Stärke zunimmt.

Die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen KKf zwischen den Druckänderungen in 5,5 km Höhe und den Änderungen der Mitteltemperatur unterhalb dieser Höhe sind ebenfalls durchwegs positiv und hoch, aber es sind doch sehr wesentliche Unterschiede in ihrer Verteilung festzustellen. Man erkennt aus Abb. 18, daß die niedrigsten KKf unter − 0,6 in einem recht schmalen Streifen vorkommen, der sich aus dem mittleren Nordatlantik über Island bis in die Barentsee erstreckt. Südlich und östlich davon nehmen die Werte im großen gesehen bis über + 0,8 zu. Über dem eurasischen Festland erkennt man zwei große Gebiete mit gestörten Verhältnissen. Das eine erstreckt sich über Skandinavien nach Süden, wo im Kerngebiet über Südschweden die KKf unter + 0,6 absinken. Das andere verläuft vermutlich von Nowaja-Semlja bis Turkestan. Beide Störungsgebiete stehen mit den nord-südlich verlaufenden Bergketten in Zusammenhang (Leewirkung).

H. Thomas [*194*] hat für den KKf zwischen absoluter und relativer Topographie der 500 mb-Fläche für Breslau im Mai 1939 + 0,38 und für Norderney im Dezember 1939 + 0,56 gefunden. Besonders der erste Wert erscheint viel zu niedrig und beide können kaum als repräsentativ gelten. Erst in letzter Zeit hat J. Namias [*117*] eine wertvolle Bestätigung der hier gefundenen Verhältnisse erbracht. Abb. 6 der erwähnten Arbeit zeigt die Verteilung des KKf zwischen interdiurnen Druck- und Temperaturänderungen in 3 km Höhe im Winter über Nordamerika und dem westlichen Nordatlantik (auf die in der Arbeit

nicht näher eingegangen wird). Zwar entsprechen die von NAMIAS dargestellten KKf nicht streng den in der vorliegenden Arbeit ermittelten, aber ein qualitativer Vergleich zwischen beiden ist doch möglich. NAMIAS findet an der pazifischen Küste von Nordamerika Werte des KKf von + 0,7 bis + 0,8, während in einem breiten Streifen auf der Ostseite des Felsengebirges bis in den Golf von Mexiko die KKf unter + 0,5 absinken (Leewirkung). Erst über dem Ostteil der Vereinigten Staaten und Kanadas werden wieder KKf von + 0,7 erreicht.

Der von NAMIAS für Island mitgeteilte KKf von + 0,57 entspricht genau dem hier für Reykjavik erhaltenen und ähnlich gut paßt der für

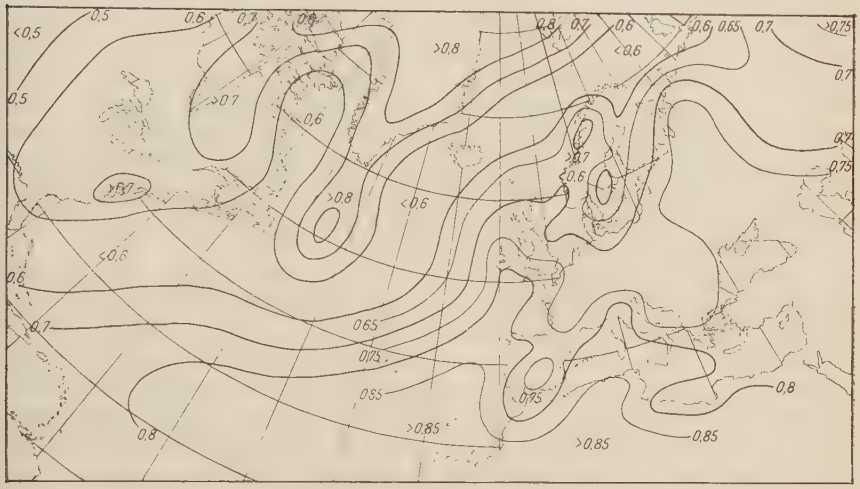

Abb. 18. Isokorrelaten zwischen gleichzeitigen 24stündigen Änderungen der Höhe der 500 mb-Fläche und der Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche (Mitteltemperatur der Schicht 1000 bis 500 mb). Werte westlich 45° West nach J. NAMIAS (117).

die Position 32° Nord, 48° West mitgeteilte Wert von + 0,79 in das hier entworfene Bild. Diese gute Übereinstimmung der Grenzwerte ermutigt zu einem Versuch, beide Darstellungen aneinander anzuschließen. Zu diesem Zweck muß allerdings die von NAMIAS über dem Westteil des Atlantischen Ozeans angegebene Linienführung verlassen werden und durch die in Abb. 18 wiedergegebene ersetzt werden, die unter strenger Einhaltung der von NAMIAS für dieses Gebiet mitgeteilten KKf entworfen wurde. Man erkennt, daß das Gebiet relativ niedriger KKf aus dem Golf von Mexiko längs der nordamerikanischen Ostküste nach Norden bis in die Davisstraße reicht. Getrennt wird dieses Gebiet von dem über Island nach Süden und Südwesten verlaufenden Gebiet niedriger Korrelation durch eine Zunge hoher KKf, die sich von Grönland aus nach Süden bis 50° Nordbreite erstreckt. Bei Neufundland stehen beide Gebiete miteinander in Verbindung; erst südlich 35° Nord sind die KKf wieder hoch.

Diese eigenartige Anordnung zeigt eine deutliche Bindung an das meridionale Gefälle der Luft- und Wassertemperatur, die bis in Einzelheiten erfüllt ist [*82, 185, 191*]. Die KKf sind am niedrigsten längs der Zonen stärksten meridionalen Temperaturgefälles und nehmen hohe Werte dort an, wo dieses Gefälle klein ist, also über den Osthälften der großen Ozeane und in etwas abgeschwächtem Maß über Europa und bis weit in den russischen Raum hinein. Auch die hohen KKf südlich der Südspitze von Grönland fallen mit einem engbegrenzten Gebiet geringen meridionalen Temperaturgefälles zusammen. Das langgestreckte Gebiet relativ schlechten Zusammenhanges von Druckänderungen in 5,5 km Höhe und gleichzeitigen Mitteltemperaturänderungen der Troposphäre unterhalb dieser Höhe deckt sich in seiner ganzen Ausdehnung von Florida bis Nowaja Semlja mit der von Petterssen [*136, 137*] angegebenen mittleren Lage der Hauptfronten der Atmosphäre. Dagegen ist nur eine teilweise Übereinstimmung mit der mittleren Lage der Hauptfronten nach J. Bjerknes [*12*] vorhanden. Da auch für den Pazifischen Ozean die Frontenlage nach Bjerknes von W. Richardson [*149*] angefochten worden ist, scheint die Theorie der Frontenentstehung von Petterssen entschieden den Vorzug zu verdienen; der gefundene Zusammenhang kann somit als gesichert gelten.

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen: Längs der Zonen größter horizontaler Temperaturgegensätze auf der Erdoberfläche ist der Zusammenhang zwischen 24stündigen Druckänderungen in 5,5 km Höhe und gleichzeitigen Mitteltemperaturänderungen in der Troposphäre unterhalb dieser Höhe positiv, aber relativ am schechtesten. Mit zunehmender Entfernung von den Hauptfrontalzonen der Atmosphäre, also über Gebieten mit vorwiegend einheitlichen Luftmassen wird er besser und nähert sich der Gesetzmäßigkeit. Große meridional verlaufende Bergketten bewirken auf ihrer Leeseite eine deutliche Verschlechterung dieser Beziehungen.

III. Diskussion der Ergebnisse.

1. Der vertikale Aufbau der Isallobarengebiete.

Deutet man den KKf als Cosinus der Phasenverschiebung zweier periodischer Vorgänge, dann kann man mit Hilfe der interdiurnen Veränderlichkeit der drei Variablen sowie unter Verwendung der KKf $r(\Delta p, \Delta H)$ und $r(\Delta p, \Delta h)$ für jeden Punkt eine mittlere „Druckwelle" konstruieren. Abb. 19 enthält dafür Beispiele für zwei ozeanische (Punkt 8,57) und zwei kontinentale (Punkt 29,59) Stationen. Man erkennt, daß unter maritimen Verhältnissen der überwiegende Teil der Bodendruckänderung von einer gleichsinnigen Höhendruckänderung begleitet ist und nur zu einem geringen Teil von der Änderung der Mitteltemperatur der unteren Troposphäre bestimmt wird. Nach H. v. Fickers [*57*] Bezeichnung herrscht das Stadium b bzw. b' in der Hälfte der Welle, während auf die Stadien a bzw. a' und c' bzw. c nur je ein Viertel entfällt. Unter kontinentalen Verhältnissen folgt die Bodendruckschwankung

besser der durch Änderung der troposphärischen Mitteltemperatur hervorgerufenen niedrigen Druckwelle; dementsprechend nehmen die Stadien c' und a bzw. c und a' den größten Teil der Welle ein, während b und b' zurücktreten. Die Achse der Druckänderungsgebiete, die die Punkte gleichzeitiger stärkster Druckänderung verbindet, ist in allen Fällen mit der Höhe nach hinten geneigt. Das Steigen und Fallen des Luftdruckes am Boden beginnt bei Mitteltemperaturänderungen entgegengesetzten Vorzeichens und dauert weiter an, wenn die Temperaturänderung ihr Vorzeichen bereits umgekehrt hat.

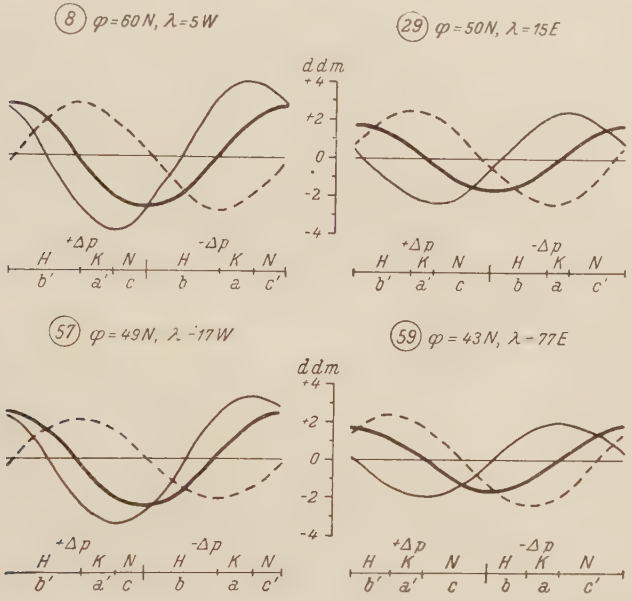

Abb. 19. Zusammensetzung der „mittleren Druckwellen" für zwei ozeanische Punkte (8, 57) und für zwei kontinentale Punkte (29, 59). Dünn ausgezogen: hohe; dünn gestrichelt: niedrig-thermische, dick ausgezogen: komplexe Bodendruckwelle. *H*, *K*, *N* = Bodendruckänderung hoch, komplex, niedrig im Sinne der Definition im ersten Teil der Arbeit, *a*, *b*, *c*, *a'*, *b'*, *c'* = Stadien nach v. Ficker.

Diese kurze Charakterisierung der Verhältnisse mag hier genügen, denn die Ergebnisse sind nicht neu. Schon im Jahre 1914 ist A. Defant [*24*] zu dem Ergebnis gekommen, daß die Vorderseite der Steiggebiete und die Rückseite der Fallgebiete von Abkühlung, die Vorderseite der Fallgebiete und die Rückseite der Steiggebiete von Erwärmung in der unteren Troposphäre begleitet sind. A. Schedler [*162*] hat dann mit 212 Aufstiegspaaren europäischer Stationen die mittleren Verhältnisse in der dritten Dimension der Steig- und Fallgebiete berechnet und F. M. Exner [*50*] hat daraus das bekannte Modell der wandernden Hoch- und Tiefdruckgebiete zusammengestellt, das die aus Beobachtungen an Bergstationen konstruierte, aus primärer und sekundärer Druckwelle „zusammengesetzte Depression" v. Fickers [*57*] gut bestätigt hat.

Mit Hilfe eines weit größeren Materials von 1914 Aufstiegen hat später E. Dines [*36*] den Aufbau von Steig- und Fallgebieten über Mitteleuropa untersucht und die Gültigkeit der Ergebnisse Schedlers und v. Fickers neuerlich bestätigt. Auch die Betrachtung von Einzelfällen ergibt fast immer ein analoges Bild [*93*]. Die gute Übereinstimmung der in dieser Arbeit abgeleiteten Modelle barometrischer Wellen mit den aus direkten Beobachtungen gewonnenen zeigt, daß die Auffassung des KKf als Cosinus der Phasenverschiebung zweier Druckwellen trotz der etwas unsicheren Grundlagen keine größeren Fehler enthält und im Mittel ein richtiges Bild ergibt.

Ein davon abweichendes Ergebnis glaubt H. Johansen [*94*] bei der Bearbeitung einer Serie von 30 Radiosondeaufstiegen in Tromsö im April 1939 zu finden, wo die Druck- und Temperaturschwankungen ab 4 km Höhe viel kleiner sind und unregelmäßig verlaufend eher eine Doppelwelle des Druckes in der Höhe andeuten. Diese Serie von Aufstiegen hat auch in der vorliegenden Arbeit Verwendung gefunden, wo für Tromsö insgesamt 546 Wertepaare zur Verfügung stehen. Nachdem man annehmen kann, daß die aus 546 Aufstiegspaaren abgeleiteten Mittelwerte den wahren Verhältnissen näher kommen werden, als die aus den 29 Aufstiegspaaren des April 1939 ermittelten, kann man prüfen, ob zwischen beiden Reihen Unterschiede bestehen. Tabelle 9 enthält die interessierenden Daten:

Tabelle 9. *Korrelationskoeffizient, interdiurne Veränderlichkeit und Streuung der 24stündigen Änderungen von Bodendruck und Höhe der 500 mb-Fläche für Tromsö.*

Tromsö	n	$r(\Delta p, \Delta H)$	i. V. ddm		σ, ddm	
			Δp	ΔH	Δp	ΔH
alle Werte	546	+ 0,54 ± 0,020	4,4	6,1	6,2	7,8
April 1939	29	+ 0,56 ± 0,086	4,6	4,8	6,4	6,4

Der Vergleich zeigt, daß die KKf zwischen Druckänderung am Boden und in Höhe der 500 mb-Fläche übereinstimmen und dasselbe gilt auch für die interdiurne Veränderlichkeit des Bodendruckes bzw. die Streuung der Bodendruckänderung, die im April 1939 normal war. Dagegen war die Druckveränderlichkeit in 5,5 km Höhe im April 1939 deutlich zu klein und es zeigt sich, daß aus den von Johansen ermittelten Daten keine zu weitreichenden Schlüsse auf ein grundsätzlich anderes Verhalten der Druckschwankungen in der Höhe über Tromsö gezogen werden dürfen.

Bemerkenswert an den vorliegenden Ergebnissen scheint vor allem der Nachweis der Vergrößerung der Phasendifferenz zwischen der hohen und der komplexen Druckwelle am Boden beim Übertritt vom Meer auf das Festland (Abb. 16 und 19). H. v. Ficker [*64*] hat schon 1922 die Vermutung ausgesprochen, daß die Phasendifferenz der oberen gegen die untere Druckwelle in verschiedenen Gebieten verschieden ist und

die Folgerung einer zunehmenden Achsenneigung infolge größerer Zuggeschwindigkeit der unteren Druckwelle ergibt sich aus den Arbeiten von A. Defant [*26*], F. Defant [*31*], H. Philipps [*138*] und G. Stüve [*189*]. C. G. Rossby [*157*] zeigt, daß, wenn die obere Druckstörung sich mit einer Geschwindigkeit nach Osten verlagert, die kleiner ist als die Westwindgeschwindigkeit, die vertikale Achse der resultierenden komplexen Druckstörung nur wenig mit der Höhe nach Westen geneigt ist (Ozean) und daß eine starke Rückwärtsneigung dieser Achse dann eintritt, wenn die Wanderungsgeschwindigkeit der oberen Druckstörung die Geschwindigkeit der Westwindströmung in den unteren Schichten erheblich übertrifft (Kontinent).

Daß die theoretisch geforderten Verhältnisse tatsächlich vorherrschen, erkennt man aus Abb. 19. Die Phasenverschiebung der unteren komplexen Druckwelle gegen die obere und damit die Achsenneigung der komplexen Druckstörung ist über dem Ozean viel kleiner als über dem Kontinent. Während die komplexe Bodendruckänderung über dem Ozean mit einer mittleren Phasenverschiebung von nur 40° der oberen, natürlich ebenfalls noch komplexen Druckänderung vorausgeht, wächst die Phasenverschiebung bis nach Zentralasien im Mittel auf 80°.

Die Phasendifferenz zwischen der primären und sekundären Druckwelle im Sinne H. v. Fickers ist aus dem zur Verfügung stehenden Material nur schlecht zu ermitteln. Zwar ist die sekundäre Welle durch die Änderung der Mitteltemperatur der unteren Troposphäre bis 5,5 km Höhe gegeben, aber die Druckänderung in 5,5 km Höhe ist ebenfalls noch komplex und nur angenähert mit der primären Welle zu identifizieren. Abb. 18 zeigt deutliche Unterschiede der Phasendifferenz, die zwischen — 125° im mittleren Teil des Nordatlantik und — 150° im Bereich des Azorenhochs und über Nordafrika schwankt. Die niedrige Druckwelle läuft der hohen in allen betrachteten Punkten voraus, und zwar um so mehr, je kleiner das meridionale Temperaturgefälle ist. H. Thomas [*194*] gibt für Dezember 1939 über Mitteleuropa eine Phasendifferenz von — 130° an. F. Gölles [*77*] weist zwar darauf hin, daß eine Vergrößerung der negativen Phasendifferenz zwischen primärer und sekundärer Welle auch durch verschiedene Zugrichtung beider, tatsächlich mit gleicher Geschwindigkeit laufender Wellen vorgetäuscht werden kann, aber es hat doch den Anschein, daß die größere Geschwindigkeit der sekundären Welle reell ist.

Mit diesen Ergebnissen in Einklang steht die statistisch ermittelte Zuggeschwindigkeit der Zyklonen, die von 46 km/h über Nordamerika auf 29 bis 27 km/h über den Nordatlantik und Westeuropa abnimmt und über Osteuropa wieder auf 34 km/h und in Japan auf 38 km/h ansteigt [*82*].

2. Die Kompensation hoher Druckänderungen in der unteren Troposphäre.

Geht man von den Druckänderungen in den oberen Schichten der Atmosphäre aus, dann wird als Kompensation hoher Druckänderungen durch troposphärische Temperaturänderungen die Tatsache bezeichnet,

daß mit hoher Wahrscheinlichkeit in der freien Atmosphäre gleichsinnige Änderungen von Druck und Temperatur kombiniert auftreten. Die am Boden beobachteten mittleren Druckschwankungen sind infolgedessen zu klein und die oberen Druckänderungen werden im allgemeinen nach unten nicht im Verhältnis der Drucke vergrößert übertragen.

Man kann aus dem Vergleich der mittleren interdiurnen Druckveränderlichkeit oben und unten nicht direkt auf die Größe der Kompensation schließen, sondern muß zu diesem Zweck auch die Vorzeichen der gleichzeitigen Druckänderungen oben und unten berücksichtigen. Eine Maßzahl für die Kompensation, die diese Bedingungen erfüllt,

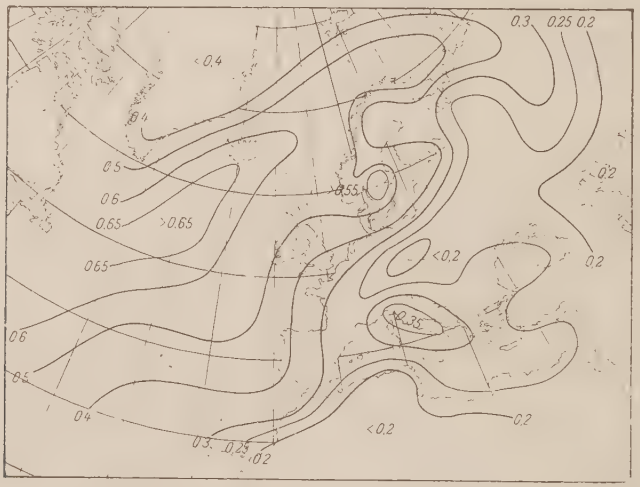

Abb. 20. Verteilung des Regressionskoeffizienten b ($\Delta p = b\,\Delta H$). b schwankt zwischen 0 (bei völliger Kompensation der oberen Druckänderung durch niedrig-troposphärische Temperaturänderung) und 1 (ohne Kompensation).

ist die Größe des Regressionskoeffizienten b (Tabelle 5a, b), der Vorzeichen und Größe der mittleren Höhenänderung der 1000 mb-Fläche in Abhängigkeit von der mittleren Höhenänderung der 500 mb-Fläche zu ermitteln gestattet. Aus Abb. 20 ist zu erkennen, daß das Kompensationsvermögen der unteren Troposphäre am Festland viel größer ist als am Meer. Die Minima liegen nördlich der Alpen und Karpathen und vor den innerasiatischen Gebirgen, wo in Alma Ata mit 0,09 der tiefste Wert und damit fast völlige Kompensation erreicht wird. Zwei Störungsgebiete mit unternormaler Kompensation sind über Schweden, südlich der Alpen (Leewirkung) und über dem Mittelmeer zu erkennen. Die Übereinstimmung mit den von H. MOLLWO [*113*, *114*] gefundenen Werten ist gut.

Um den statistisch ermittelten Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderungen in der freien Atmosphäre zu erklären, müssen außer den adiabatischen Temperaturänderungen noch Vorgänge an-

genommen werden, die die Temperatur in gleichem Sinne beeinflussen [*90, 186*]. Man erkennt aus Abb. 19, daß in den Stadien *c* und *c'* die obere Druckschwankung am Boden überkompensiert wird und daß sie in den Stadien *b* und *b'* am Boden stark abgeschwächt wird. Die Vorgänge, die diese „Kompensation größten Stils" verursachen, sind nach H. v. Ficker [*62*] Advektion (Stadien *c* und *c'*) in der unteren Troposphäre und vertikale Luftbewegungen (Stadien *b* und *b'*) in der mittleren und oberen Troposphäre. Alle diese Vorgänge laufen in dem Sinne ab, daß ihr Temperatureffekt die hohe Druckänderung ganz oder teilweise zu kompensieren trachtet.

Das Zustandekommen der kompensierenden Temperaturänderungen bzw. der sie verursachenden Strömungen ist im wesentlichen auf die Reibung zurückzuführen [*52*]. Nach dem Satz von Clayton und Egnell [*79*] findet in mittleren Breiten im Mittel in allen Schichten der Atmosphäre nahezu der gleiche Massentransport statt. Das ist nur dann möglich, wenn eine mittlere Temperaturverteilung derart besteht, daß die Troposphäre unter tiefem Druck kalt und unter hohem Druck warm ist. Die Atmosphäre ist bestrebt, jede Störung dieser stationären Verhältnisse zu unterdrücken. Es entstehen kompensierende Strömungen, deren vertikale Anteile in der unteren Troposphäre unter dem von oben aufgeprägten Druckfall (-anstieg) nach aufwärts (abwärts) gerichtet sind [*146*]. Die kompensierende Wirkung der vertikalen Bewegungen ist entscheidend vom Aufbau der Troposphäre abhängig [*144*].

Arbeiten von H. Mayer [*108*] und F. K. Rehorn [*148*] kann man entnehmen, daß die beobachtete Kompensation vorwiegend als Folge von vertikalen Bewegungen anzusehen ist und daß die advektiven Temperaturänderungen nicht in allen Fällen kompensierend wirken. V. Mirono-vitch [*111*] hat die Vertikalbewegungen in der Troposphäre auf Grund der Änderungen des vertikalen Temperaturgradienten untersucht und ganz im Sinne v. Fickers gefunden, daß bei ungleichen Vorzeichen der Druckänderung oben und unten in der sich abkühlenden Troposphäre ein Absinken und in der sich erwärmenden Troposphäre ein Aufsteigen vorhanden sein muß (Kompensation durch Advektion, Stadien *c* bzw. *c'*). Bei gleichen Vorzeichen der Druckänderung ist dagegen Abkühlung mit Aufsteigen und Erwärmung mit Absinken verbunden (Kompensation durch Vertikalbewegung, Stadien *b* und *b'*). Auf indirektem Wege hat A. Defant [*22, 23*] bereits viel früher im wesentlichen dasselbe Ergebnis erhalten. H. Thomas [*195*] hat einen geringen Einfluß der Größe des vertikalen Temperaturgradienten auf die Kompensation im erwarteten Sinne gefunden. Allerdings ist es unbekannt, wie weit in diesen Fällen Advektion kalter Luft an der Kompensation beteiligt war, deren großer vertikaler Temperaturgradient den Mittelwert für die Fälle mit guter Kompensation stark heben kann.

Zur Prüfung der Frage, ob der vertikale Temperaturgradient auf das mittlere Kompensationsvermögen der unteren und mittleren Troposphäre von Einfluß ist, wurden für einige Stationen die mittleren vertikalen Temperaturgradienten nach Möglichkeit für die Schicht Boden bis 5 km

Tabelle 10. *Vertikaler Temperaturgradient, °C/100 m.*

Station	φ	λ	0—n km	Sommer * Juli	Winter * Jan.	Jahr	Quelle
St. Thomas	18,3	64,9 W	5	0,58	0,52	0,55	*127*
Atlantik	22—37		5	,54	—	—	*185*
„	30,0		5	—	—	,54	*126*
Reykjavik	64,2	21,9 W	5	,55	,61	,59	*126*
Mittel				0,56	0,57	0,56	
Ägypten	30,0	30,0 E	5	0,43*	0,38*	0,40	*126*
Pensacola	30,4	87,2 W	5	,52	,38	,45	*128*
Mittel				0,47	0,38	0,42	
Madrid	40,4	3,7 W	5	0,52	0,38	0,44	*126*
Drexel	41,6	96,4 W	4	,62*	,26*	,46	*204*
Pavia	45,2	9,2 E	5	,59*	,41*	,56	*126*
Ellendale	46,0	98,6 W	4	,56*	,25*	,43	*204*
Budapest	47,5	19,0 E	5	,56	,31	,47	*204*
Wien	48,2	16,1 E	5	,53*	,42*	,48	*126*
Trappes	48,8	2,0 E	5	,46	,43	,45	*204*
Soesterberg	52,2	5,3 E	5	,53*	,46*	,52	*126*
Lindenberg	52,2	13,8 E	5	,58*	,42*	,53	*126*
Kjeller	60,0	11,0 E	5	,62*	,39*	,52	*126*
Jakutsk	62,0	130,0 E	5	,50*	—,03*	,31	*74*
Mittel				0,55	0,34	0,47	
Dickson Insel	73,0	80,0 E	5	0,34	0,41	0,31	*126*
Nowaja Semlja	76,0	55,0 E	5	,38	,34	,28	*126*
Spitzbergen	79,0	12,0 E	3	—	,00	,22	*126*
Franz-Joseph-Land	80,0	50,0 E	5	,26	,23	,26	*126*
Mittel				0,33	0,25	0,27	

Höhe für Sommer (bzw. Juli), Winter (bzw. Jänner) und das Jahr berechnet und in Tabelle 10 zusammengestellt. Sie sind im Jahresmittel über dem Atlantischen Ozean nördlich etwa 30° N größer als über dem Festland. Der Unterschied ist im Winter besonders groß, wenn über dem Festland Inversionsschichten liegen, die eine mittlere Mächtigkeit von 1,5 km [*204*] bis 1,7 km [*74*] erreichen. Sehr geringe vertikale Temperaturgradienten werden in beiden Jahreszeiten über den Polargebieten und den Subtropen angetroffen, also über den großen Ursprungsgebieten der Luftmassen. Die großen vertikalen Temperaturgradienten der Kaltluft [*172*] werden erst bei deren Vordringen nach Süden durch Heizung von unten her erzeugt.

Die Abb. 18 und 20 befinden sich damit in Übereinstimmung. Das relativ große Kompensationsvermögen über England und der Biskaya

hängt wahrscheinlich mit der Tatsache zusammen, daß hier die Hälfte aller steuernden, also hochreichenden und warmen Antizyklonen des europäischen Raumes sich aufhalten, wie H. Lorenz [*104*] gezeigt hat, wodurch sich auch die hohen KKf zwischen der Änderung der absoluten und relativen Topographie der 500 mb-Fläche über England und der Biskaya verstehen lassen.

Man kann mit H. v. Ficker [*60*] die verschieden starke Abschwächung der hohen Druckänderungen in der unteren Troposphäre als Folge der verschiedenen Phasendifferenz zwischen hohen und niedrigen Druckwellen auffassen und als Wirkung der verschieden starken Kompensation oberer Druckänderungen durch untere Temperaturänderungen erklären. Es hat aber den Anschein, als ob man besser umgekehrt die Existenz einer veränderlichen Phasendifferenz zwischen hohen und niedrigen Druckänderungen aus dem verschiedenen Kompensationsvermögen der Troposphäre über dem Meer oder Festland bzw. bei stabiler oder labiler Schichtung erklären könnte. Es ist auf jeden Fall ein sehr bemerkenswertes Ergebnis, daß die Verteilung der Phasenverschiebung zwischen den oberen und unteren komplexen Druckschwankungen im Mittel ein so geschlossenes und physikalisch vernünftiges Bild ergibt. Besonders wenn man berücksichtigt, daß sehr verschiedene Wetterlagen und Steuerungsrichtungen an seinem Zustandekommen beteiligt sind und es trotzdem nicht zu einer völligen Verwischung der Einzelheiten kommt, sondern die charakteristischen Züge der geringeren Achsenneigung über dem Meer und der großen Achsenneigung über dem Festland mit raschem Übergang an der Küstenlinie voll erhalten bleiben, dann erscheint die Annahme eines allgemein wirkenden Vorganges als Ursache für diese Erscheinung notwendig. Ein starker Einfluß des Kompensationsvermögens der Troposphäre auf die Achsenneigung wird also auf jeden Fall bestehen.

3. Die Leewirkung.

Die auffallendsten Störungen in der Verteilung fast sämtlicher untersuchter Elemente liegen auf der der vorherrschenden Windrichtung abgekehrten Seite der großen Bergketten. Das Störungsgebiet im Lee der Skandinavischen Gebirge erstreckt sich gemäß den hier im Mittel von West nach Ost verlaufenden Stromlinien über Mittelschweden und die mittlere Ostsee bis nach Südfinnland. Das Störungsgebiet im Lee der Alpen ist entsprechend den hier vorherrschenden Nordwestwinden [*204*] nach Südost orientiert und reicht aus der Poebene bis Süditalien.

Die kurz als Leewirkung bezeichnete Beeinflussung der troposphärischen Verhältnisse durch die senkrecht zur vorherrschenden Luftströmung aufragenden Bergketten äußert sich in einer Erhöhung der atmosphärischen Unruhe am Boden und in 5 km Höhe, einer Abnahme der Veränderlichkeit der barometrischen Mitteltemperatur, einer Aufrichtung der Achsen der komplexen Druckstörungen und in einer Verringerung des Kompensationsvermögens der Troposphäre.

Die Vergrößerung der atmosphärischen Unruhe ist gut ausgeprägt in einer größeren Variationsbreite der Δp und ΔH, einer erhöhten interdiurnen Veränderlichkeit beider Argumente und in einer vergrößerten Streuung. Die Wirkung ist deutlicher östlich der Skandinavischen Gebirge und schwächer und auf engeren Raum beschränkt südlich der Alpen. Besonders gut zur Geltung kommt die erhöhte Unruhe im Exzeß der Druckänderungen, der südlich der Alpen für beide Niveaus seine maximalen Werte erreicht und über Schweden am Boden sehr hoch ist. H. v. Ficker [*58*] hat den Einfluß der Alpen auf Fallgebiete des Luftdruckes im Sinne einer Verstärkung auf der Leeseite zuerst nachgewiesen und S. Schwarzl [*181*] hat dasselbe für alle Druckänderungen im Lee der Skandinavischen Gebirge gefunden. Auch aus anderen Gebirgen sind die gleichen Verhältnisse bekannt geworden; so erwähnt H. Thomas [*195*] die Wirkung der Kordilleren Südamerikas bei der Entstehung starker Druckfallgebiete auf deren Leeseite. Abweichend davon findet H. v. Ficker [*56*] in Ostturkestan eine Verringerung der Veränderlichkeit des Luftdruckes bei gleichzeitig stark verkleinerter Temperaturveränderlichkeit.

Es kann aber auch dann eine Abnahme der Veränderlichkeit der barometrischen Mitteltemperatur auf der Leeseite der Gebirge festgestellt werden, wenn gleichzeitig die Druckveränderlichkeit erhöht ist. Sowohl die Variationsbreite der Δh als auch ihre interdiurne Veränderlichkeit (Abb. 4) und Streuung zeigen östlich der Skandinavischen Gebirge und südlich der Alpen eine ausgesprochene Abnahme. Eine Deutung der geringeren Temperaturveränderlichkeit auf der Leeseite der Gebirge ist zum Teil als Folge der gegen das Eindringen verschieden temperierter Luftmassen geschützten Lage dieser Gebiete möglich. So werden besonders Kaltluftmassen, wenn sie nicht ganz am Eindringen in diese Gebiete gehindert werden, durch die auftretende Föhnwirkung stark modifiziert; gerade dieser Effekt bewirkt aber einen weiteren Schutz gegen Temperaturschwankungen der ganzen Luftsäule infolge vertikaler Bewegungen.

A. Defant [*25*] hat experimentell und theoretisch nachgewiesen, daß durch Bergketten Störungen an internen Grenzflächen hervorgerufen werden können, was durch F. John [*96*] an den Alpen durch den Vergleich aerologischer Aufstiege in München und Pavia direkt gezeigt werden konnte. Ein Bild des gestörten Strömungsfeldes im Lee von Bergketten hat G. Lyra [*105*] theoretisch abgeleitet, das qualitativ die aus direkter Beobachtung im Segelflugzeug gefundenen Strömungen wiedergibt. Darnach findet man auf der Leeseite nicht nur ein Absteigen der Stromlinien, sondern von einer gewissen Höhe an ein sehr kräftiges Wiederaufsteigen. Diese vertikale Stromliniendivergenz, die als durch das Gebirge aufgeworfene stationäre interne Welle angesehen werden kann, ist in größtem Ausmaß von S. L. Hess und H. Wagner [*89*] im Lee des nordamerikanischen Felsengebirges durch Vertikalschnitte der potentiellen Temperatur nachgewiesen worden. Auch im Mittel ergibt sich im Lee des Felsengebirges ein größerer vertikaler Temperaturgradient.

Die gleichen Verhältnisse trifft man auch auf der Südseite der Alpen (Pavia) und im Osten des Skandinavischen Gebirges (Kjeller, Tabelle 10).

Bei größeren vertikalen Temperaturgradienten können die durch von oben aufgeprägte Druckänderungen hervorgerufenen vertikalen Luftbewegungen keine großen Temperaturänderungen erzeugen; die Temperaturveränderlichkeit in der unteren Troposphäre wird in diesen Gebieten also auch aus diesem Grund geringer sein. Umgekehrt kann man daraus schließen, daß die größere Veränderlichkeit der barometrischen Mitteltemperatur in den anderen Gebieten zum Teil durch von oben erzwungene Vertikalbewegungen verursacht ist und nicht zur Gänze durch horizontale Advektion verschieden temperierter Luftmassen bewirkt wird. In diesem Sinne lassen sich auch die relativ niedrigen KKf r (ΔH, Δh) über dem östlichen Skandinavien als Leewirkung deuten (Abb. 18).

Nachdem große vertikale Temperaturgradienten ungünstig auf das Kompensationsvermögen der Troposphäre wirken, muß auch dieses im Lee der Gebirge verringert sein. Wie Abb. 20 erkennen läßt, ist diese Wirkung in beiden Gebieten gut ausgeprägt. Die größere Veränderlichkeit des Bodendruckes trotz verringerter Temperaturveränderlichkeit im Lee der Gebirge ist also eine Folge der hier besonders schlechten Kompensation der durch das Gebirge verstärkten Druckveränderlichkeit in der Höhe. Daß an der Kompensation auch die Advektion beteiligt ist, geht deutlich daraus hervor, daß auf der Luvseite der Gebirge Gebiete besonders guten Kompensationsvermögens angetroffen werden.

Das verringerte Kompensationsvermögen der Troposphäre äußert sich in einer Vergrößerung der Zahl der „hohen" Bodendruckänderungen im Lee der Gebirge, und zwar besonders deutlich bei den stärkeren Bodendruckänderungen über 5 mb. Entsprechend ist auch die Achsenneigung der komplexen Druckstörungen im Lee geringer, was durch die Vergrößerung der KKf zwischen Boden- und Höhendruckänderung angedeutet wird (Abb. 16).

Weitere interessante Leewirkungen haben E. Björkdal [*14*] auf die Richtung des Druckgradienten, W. Portig [*143*] auf die Steuerungsrichtung und H. Koschmieder [*101*] bei Druckmessungen am Riesengebirgskamm gefunden. Als klassisches Beispiel für eine orographische Störung bezeichnet T. Bergeron [*7*] die bei Westwinden im Lee der Skandinavischen Gebirge erscheinende Tiefdruckrinne und erklärt sie mit teils hydrodynamischer (Beschleunigung, Ablenkung), teils thermodynamischer (Föhn, Bora) Störung des Windfeldes, die sich im Druckfeld abbildet. Offenbar ist aber diese Wirkung, die ebenso schön bei Ostwinden als Tiefdruckrinne vor der skandinavischen Westküste erscheint und die H. Walden [*206*] auch bei Nordostwinden im Lee des Appenins über dem Tyrrhenischen Meer findet, nicht oder nur teilweise identisch mit der Leewirkung, die die Druckveränderlichkeit überhaupt erhöht und die Temperaturveränderlichkeit in der unteren Troposphäre erniedrigt, und die vor allem auf dem infolge des größeren vertikalen Temperaturgradienten verringerten Kompensationsvermögen der Troposphäre beruht.

1. Beiträge zur Frage der Natur der Bodendruckänderungen.

Mit der Erweiterung des Beobachtungsmaterials durch Daten aus der freien Atmosphäre ist die Beantwortung der Frage nach den Ursachen der unperiodischen Druckänderungen schwierig geworden. J. v. Hann [*80*] hat eine allgemeine inverse Beziehung zwischen Druck- und Temperaturänderungen verneint und N. Shaw [*32*] hat die Meinung vertreten, daß die Bodendruckänderungen nicht als hervorgerufen durch troposphärische Temperaturänderungen anzusehen sind, sondern daß hohe Druckänderungen sich trotz diesen bis zum Boden durchsetzen; dagegen haben die Arbeiten von Ekholm [*40*, *41*, *42*] und Trabert [*197*] gezeigt, daß man eine so extreme Auffassung nicht aufrecht erhalten kann. So haben die von A. Defant [*21*], F. M. Exner [*52*] und B. Haurwitz [*87*] unternommenen Versuche, auf Grund der Annahme horizontaler Advektion die Bodendruckänderungen vorauszuberechnen, nur qualitativ brauchbare Ergebnisse erzielt. Die von W. Trabert [*198*] und A. Defant [*22*] betonten vertikalen Bewegungen innerhalb der Luftmassen bewirken, daß nur die erste Veranlassung für Bodendruckänderungen meist in durch horizontale Advektion verursachten inversen Temperaturänderungen zu suchen ist. Zu den gleichen Ergebnissen hat auch die vorliegende Arbeit geführt.

H. v. Ficker [*57*] hat betont, daß Gebiete engen inversen Zusammenhanges zwischen Druck- und Temperaturveränderlichkeit (Westsibirien, Westturkestan) Gebieten benachbart sind, in denen der Einfluß der Temperaturänderungen auf die Druckänderungen nur gering ist (Eismeer bei Nowaja Semlja). Der von T. Bergeron [*7*] gegen dieses Ergebnis erhobene Einwand, daß der Eindruck einer loseren Beziehung zwischen den Änderungen von Druck und Temperatur an der Eismeerküste besonders im Sommer durch die inversionsgefälschten Bodentemperaturen zustande komme, die keinen Schluß auf die wahre Temperaturänderung gestatten, wird durch die vorliegende Arbeit entkräftet, in der Bodendruckänderungen mit Mitteltemperaturänderungen der unteren Troposphärenhälfte in Beziehung gesetzt werden, wobei das Ergebnis erhalten wird, daß ein stärkerer Einfluß der Temperaturänderungen in der unteren Troposphäre auf die Bodendruckänderungen nur am Festland zu erwarten ist (Abb. 17). Die Gebiete maximalen Einflusses liegen am Nordrand der eurasischen Kettengebirge, also stark nach Süden verschoben, welcher Umstand aber nicht als Breiteneffekt gedeutet werden kann, wie die Verhältnisse über dem Mittelmeer und Nordafrika zeigen. Über dem Atlantischen Ozean besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderungen, es ist hier eher ein schwach positiver angedeutet, und das gleiche gilt für das Mittelmeer und die westeuropäischen Küstengebiete. Man erkennt, daß beide Ansichten über den Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderungen zu Recht bestehen. Während Defant, Ekholm, Exner und Trabert kontinentales Material verwendet haben, gründen Hann und Shaw ihre verneinende Meinung auf vorwiegend ozeanische Beobachtungsdaten.

Es ist somit häufig nicht möglich, Bodendruckänderungen durch Temperaturänderungen in der unteren Troposphäre zu erklären [*48*]. H. v. Ficker hat in einer großen Zahl von Arbeiten nachgewiesen, daß es in den oberen Schichten der Atmosphäre selbständige druckändernde Vorgänge gibt, die in den „zusammengesetzten Depressionen" in bestimmte Beziehungen zu den niedrigen Druckänderungen treten. Spätere Untersuchungen mit aerologischem Material haben diese Ansicht bestätigt [*68*, *201*]. Auch die Teilungen und Kreuzungen von Isallobarengebieten [*31*, *93*] sprechen für die Existenz voneinander unabhängiger druckändernder Vorgänge in verschiedenen Schichten der Atmosphäre.

Statistische Untersuchungen haben gezeigt, daß sich die Druckverteilung aus der Stratosphäre tief in die Troposphäre hinein durchsetzt [*8*, *37*], so daß man die Höhenänderungen der 500 mb-Fläche als Abbild der „hohen" Druckänderungen deuten kann [*5*, *139*]. A. Schmauss [*173*] hat als erster darauf hingewiesen, daß in der Stratosphäre, unabhängig von den tieferen Schichten, Kälteeinbrüche aus Süden und Wärmeeinbrüche aus Norden vorkommen, so daß es „berechtigt erscheint, der Polarfront eine Äquatorialfront gegenüberzustellen . . ." [*174*, *175*], an der ebenfalls wellenartige Störungen von Westen nach Osten wandern. Man kann somit auch die hohen Druckänderungen thermisch deuten. G. Stüve [*188*], F. Baur [*3*, *4*], P. Zistler [*210*] und C. G. Rossby [*156*] haben zahlreiche Belege für Advektion aus dem „äquatorialen System" erbracht und H. Thomas [*193*] hat den Mechanismus dieser stratosphärisch bedingten Bodendruckänderungen eingehend untersucht.

Der mittlere Meridianschnitt der Temperatur- und Druckverteilung auf der Nordhalbkugel [*204*] läßt erkennen, daß die Neigung der Tropopause zwischen Äquator und Pol nicht stetig ist, sondern in mittleren Breiten ihren größten Wert erreicht. E. Palmén [*123*] hat eine durch neuere Aufstiege in hohen Breiten erweiterte Darstellung der meridionalen Temperaturverteilung gegeben und besonders darauf hingewiesen, daß die Stratosphäre über den Polargebieten im Winter weit niedrigere Temperaturen hat, als bisher angenommen wurde, wodurch die Temperaturdifferenz zwischen Tropen und Arktis gerade im Winter in der Stratosphäre besonders klein wird, während sie in der Troposphäre im Winter am größten ist.

Dieser Umstand ist einer Deutung der Bodendruckschwankungen direkt aus den Verschiebungen des „äquatorialen Systems" nicht günstig, aber man kann diesem Einwand Palméns mit A. Defants [*26*] Ansichten begegnen, wonach für die entstehenden Bodendruckänderungen vor allem der thermische Aufbau der Troposphäre maßgebend ist. Das stärkste Gefälle der Druckflächen in der oberen Troposphäre in etwa 60° Nordbreite [*190*] ist erst in neuester Zeit durch die sehr bedeutsamen Arbeiten C. G. Rossbys und seiner Chicagoer Meteorologenschule auch in Einzelfällen bestätigt worden. Einer Zusammenfassung von E. Palmén [*125*] kann man entnehmen, daß die Betrachtung von Nordhalbkugelkarten der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche fast täglich die

Existenz eines mäandernden Bandes stärkster Westwinde ergeben hat, das in mittleren Breiten um die Erde geschlossen ist („jet stream").

Die aus sämtlichen verfügbaren Daten berechnete interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche (Abb. 21) zeigt ebenfalls in einer Zone in etwa 60° Nordbreite ein ausgeprägtes Maximum. Zwar sind die verwendeten Aufstiegsreihen nicht homogen, aber es ist nicht anzunehmen, daß dadurch das qualitative Bild grundsätzliche Änderungen erfährt. Die Annahme scheint somit berechtigt, daß die hohen Druckänderungen häufig ihren Ursprung im „äquatorialen System"

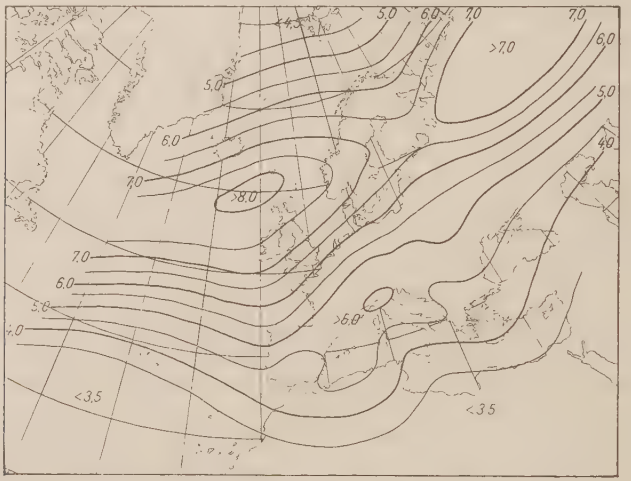

Abb. 21. Interdiurne Veränderlichkeit der Höhe der 500 mb-Fläche in dynamischen Dekametern.

haben, dessen „Sitz" in den Gürtel stärkster stratosphärischer Westwinde verlegt werden kann.

Nach A. Wagner [*203*] bleibt die Luftdichte in etwa 8 bis 9 km Höhe während des ganzen Jahres nahezu konstant, ein Umstand, der für die Deutung der Bodendruckänderungen aus der Überlagerung der Wirkungen des stratosphärischen „äquatorialen Systems" und des niedrigtroposphärischen Systems der Polarfront von Wichtigkeit ist. Ebenso betont F. Malone [*107*], daß das in etwa 8 km Höhe liegende Niveau minimaler Dichteänderungen und fast verschwindender Dichtegradienten zwei Gruppen von Prozessen zu trennen scheint, die oft in entgegengesetztem Sinne wirken und einander zu kompensieren bestrebt sind. Man kann diese Schicht nach der von H. Flohn und R. Penndorf [*72*] vorgeschlagenen Nomenklatur als „Tropopausenschicht" bezeichnen: sie schwankt im Mittel zwischen 8 und 12 km, im Extrem zwischen 5 und 15 km Höhe und wird der Troposphäre zugeordnet. In einer statistischen Untersuchung der Druckänderungen in 143 Zyklonen über Nordamerika gelangt S. L. Hess [*88*] zu dem Ergebnis, daß in 82%

dieser Fälle die für die Bodendruckänderung maßgebende Dichteänderung in den Niveaus 0 bis 3 km und über 10 km Höhe erfolgt. Die Vorstellung v. Fickers [*61*] von der Dreiteilung der Atmosphäre hinsichtlich advektiver Vorgänge wird also immer wieder bestätigt und ihre Richtigkeit kann wohl nicht mehr bezweifelt werden *[43]*.

E. Palmén hat in einer Reihe von Arbeiten die in der Zwischenzeit zumindest für den oberen Teil der Troposphäre weitgehend bestätigte Meinung vertreten, daß die Temperaturschwankungen in den oberen Schichten der Atmosphäre nicht als Auswirkung horizontaler Advektion aufgefaßt werden können, sondern auf vertikale Bewegungen zurückzuführen sind, die durch dynamische Druckänderungen eingeleitet werden [*124*]. Gebunden sind diese dynamischen Druckänderungen nach Palmén [*119*] an atmosphärische Diskontinuitätsflächen und die an diesen auftretenden Zirkulationsbeschleunigungen, die eine höhere Windgeschwindigkeit, als es dem Druckgradienten in der freien Atmosphäre entspricht, verursachen. Infolge des gestörten Gleichgewichtes zwischen Gradientkraft einerseits und ablenkender Kraft der Erdrotation samt Zentrifugalkraft anderseits wirkt die Corioliskraft „auspumpend" aus Zyklonen und „einpumpend" in Antizyklonen. Palmén lokalisiert diese „Pumpvorgänge" einmal in das Niveau 2 bis 6 km [*120*] und in einer späteren Arbeit in das Niveau 5 bis 9 km [*121*] und identifiziert mit diesen nicht thermisch verursachten Druckänderungen die primäre Druckschwankung im Sinne v. Fickers.

Die in der synoptischen Praxis oft zu beobachtende Tatsache, daß sich Fallgebiete besonders von okkludierten Zyklonen absondern und weiterwandern, wird von Palmén als Folge des Fortlebens „hochgelegener Fronten" erklärt. Ein schönes Beispiel für diesen Vorgang, wobei eine Deutung des das Tiefdruckgebiet verlassenden Fallgebietes als hohe Druckwelle wohl nicht zu umgehen ist, hat M. Rodewald [*150*] bearbeitet.

Als Bestätigung für seine Ansicht, daß die „primären Druckänderungen" eine Folge der ablenkenden Kraft der Erdrotation sind, führt Palmén [*119*] unter anderem die Ergebnisse H. v. Fickers an, daß die Beziehungen zwischen gleichzeitigen Druck- und inversen Temperaturschwankungen in Südrußland enger waren als in Nordrußland, nach der Überlegung, daß „die Druckschwankungen primärer Natur nach Norden an Stärke zunehmen" und sich daher im Mittel durchsetzen müßten, weil die Wirkung der Advektion gegen diesen dynamischen Effekt zurücktritt, während im Süden die thermisch-sekundäre Wirkung der Advektion mehr zur Geltung kommt.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit liefern in diesem Punkt keine Bestätigung der Ansichten Palméns. Aus Abb. 16 und 17 geht eindeutig hervor, daß die Korrelation zwischen Bodendruckänderungen und gleichzeitigen Mitteltemperaturänderungen der unteren Troposphäre bzw. Höhenänderungen der 500 mb-Fläche nur von der Land- und Meerverteilung bestimmt wird und daß ein Breiteneinfluß am eurasischen Festland nur vorgetäuscht wird durch den Umstand, daß die meisten

„niedrigen und komplexen" Bodendruckänderungen am Nordrand der eurasischen Kettengebirge zu finden sind, die Extreme also nach Süden verschoben erscheinen. Am Meer sind in allen Breiten die „hohen" Bodendruckänderungen stark in der Überzahl und die größten positiven KKf finden sich sogar in niedrigen Breiten. Die relative Intensität der hohen Druckänderungen (Abb. 13) läßt keine Breitenabhängigkeit erkennen; dagegen nehmen die niedrigen Druckänderungen nach Süden an Einfluß zu (Abb. 14). Überdies hat die aerologische Erfahrung in der Zwischenzeit immer wieder gezeigt [*145*, *182*, *183*], daß besonders Kaltfrontflächen in der geforderten Schärfe in der freien Atmosphäre nicht mit Sicherheit nachzuweisen sind. Man findet meist nur mehr oder weniger ausgeprägte Übergangszonen zwischen den Luftmassen, deren Neigung besonders bei den Kaltfronten den Bergener Anschauungen nicht immer entspricht.

Die Annahme starker Vertikalbewegungen in der mittleren und oberen Troposphäre (Tropopausenschicht) läßt sich jedenfalls, wie die extrem tiefe Lage und blättrige Struktur der Stratosphärengrenze im „Tropopausentrichter" zeigt, nicht umgehen. Den Arbeiten Palméns kommt aber ein besonderer Wert deshalb zu, weil sie erstmalig auf Vorgänge aufmerksam gemacht haben, die erst in neuester Zeit durch C. G. Rossby und seine Schule untersucht worden sind. Näheres darüber findet man in einem, die neuesten diesbezüglichen Ergebnisse zusammenfassend betrachtenden Referat von A. Defant [*29*]. Die Vorstellung der Bindung dieser druckändernden Vorgänge an Frontflächen in der freien Atmosphäre muß man danach wohl aufgeben, wie auch die etwas unglückliche Formulierung ihrer Ursachen, die vielfach zu Mißverständnissen Anlaß gegeben hat in dem Sinne, daß die zur Druckänderung nötige Arbeit von der Corioliskraft geleistet werden müsse [*190*]. Diese wird vielmehr aus der kinetischen Energie der Freistrahlströmung entnommen und damit berühren sich die neuen Anschauungen auch mit den Vorstellungen von R. Scherhag [*167*, *170*], der die starken Druckänderungen am Boden auf Richtungs- und Geschwindigkeitskonvergenzen und -divergenzen im Bereich einer Frontalzone zurückführt. Hier ist die Vorstellung des „Freistrahles" in der Atmosphäre bereits vorhanden, dessen kinetische Energie auf dem Umweg über die Corioliskraft Druckänderungen verursacht. Es hat den Anschein, daß die troposphärische Massenverteilung, wie sie im Falle des Vorhandenseins von Konvergenzen und Divergenzen in der freien Atmosphäre vorgefunden wird, durch hohe Vorgänge erst hergestellt wird. Die Massenverteilung in der Troposphäre wäre demnach als Folge der Freistrahlströmung anzusehen und nicht als deren Ursache, eine Betrachtungsweise, die in der dynamischen Ozeanographie schon seit langem üblich ist [*28*].

Die beobachteten Zusammenhänge zwischen den Druck- und Temperaturänderungen in verschiedenen Höhen der Atmosphäre entsprechen gut den theoretisch entwickelten Vorstellungen [*26*, *157*, *189*]. Die Bodendruckänderungen sind das, je nach dem Aufbau der Troposphäre (großes oder kleines meridionales Temperaturgefälle, stabile oder labile

Schichtung) und der Art der Unterlage (Meer — kleine Reibung, Kontinent — große Reibung) modifizierte Abbild der oberen Druckschwankungen. Betrachtet man die Druckänderungen von diesem Standpunkt aus, dann hat es wohl nur formale Bedeutung, von „hohen" und „niedrigen" Bodendruckänderungen zu sprechen. Die in der Troposphäre eingeleiteten Prozesse (Advektion, vertikale Bewegungen) überwiegen in ihrer Auswirkung zeitweise und örtlich (vorwiegend am Kontinent), bzw. setzen sich die oberen Druckänderungen nur bei bestimmten günstigen Bedingungen bis zum Boden durch (vorwiegend am Meer). Rein troposphärisch-thermische, ohne die Beteiligung hoher Vorgänge ablaufende Druckänderungen sind relativ selten und im ganzen betrachtet ohne große Bedeutung.

5. Beiträge zur Frage der Zyklonenentstehung.

Es ist kein Zweifel, daß die von J. Bjerknes und der norwegischen Meteorologenschule [*9*, *10*, *11*] auf dem Fundament der Forschungsergebnisse besonders H. v. Fickers entwickelte Polarfronttheorie einen entscheidenden Fortschritt der synoptischen Meteorologie eingeleitet hat. Immerhin sind bald schwerwiegende Einwände gegen diese Theorie erhoben worden, deren Berechtigung durch das in der Zwischenzeit stark angewachsene Beobachtungsmaterial besonders aus den höheren Schichten der Atmosphäre bestätigt worden ist. Die Kritik erstreckt sich vorwiegend auf drei Punkte: Erstens finden die Vorgänge in den hohen Schichten der Atmosphäre keine oder eine unbefriedigende Berücksichtigung [*4*, *66*]; zweitens ist der Anlaß zur ersten Deformierung der Polarfront aus der Theorie nicht klar zu erkennen [*51*, *65*] und drittens sind, wie die Erfahrung lehrt, Zyklonen nicht an die Polarfront gebunden, vielmehr können beide Erscheinungen sowohl im Zusammenhang als auch unabhängig voneinander auftreten. Die Polarfront selbst hat in der dritten Dimension in vielen Fällen nicht die in der Theorie geforderte Keilform [*16*, *69*, *115*, *159*, *183*].

J. Bjerknes [*12*] hat in der Folgezeit seine Theorie den Beobachtungsergebnissen weitgehend angepaßt und durch die Aufnahme der Druckänderungen in den hohen Atmosphärenschichten ergänzt, allerdings ohne von der Grundannahme abzugehen, daß die aktiv an der Zyklogenese wirkenden Vorgänge sich in den unteren Schichten der Troposphäre abspielen und daß die hohen Troposphärenschichten und besonders die Stratosphäre nur passiv beeinflußt werden. F. M. Exner [*50*] hat darauf hingewiesen, daß man das durch die Statistik gelieferte Bild des Zusammenhanges zwischen oberen und unteren Druckänderungen auch erhält, wenn man die Vorstellung zugrunde legt, daß die Bodendruckänderungen in höhere Schichten übergreifen. Das ist auch der Grundgedanke der kinematischen Theorie der Koppelung der Tropopausenwellen an troposphärische Vorgänge [*12*].

Aus den Ergebnissen der bisherigen statistischen Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen oberen und unteren Druck- und

Temperaturänderungen war eine Entscheidung darüber kaum möglich, ob die Koppelung von unten nach oben, wie J. Bjerknes annimmt, oder von oben nach unten erfolgt, wie es die Ansicht der österreichischen Meteorologenschule ist. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sprechen entschieden für die letztere Vorstellung. Die gefundenen charakteristischen Unterschiede in der Achsenneigung der komplexen Druckwellen, groß über dem Kontinent und klein über dem Meer, und besonders die Aufrichtung der Achsen im Lee von Gebirgen lassen sich zwanglos durch die verschieden starke Kompensation hoher Druckänderungen verstehen und sind geeignet, deren Existenz wenn nicht zu beweisen, so doch in höherem Maße als bisher wahrscheinlich zu machen. Man kann den meisten Schwierigkeiten in der Deutung der Beobachtungsergebnisse begegnen, wenn man den Druckänderungen in den hohen Schichten der Atmosphäre zumindest zeitweise einen selbständigen Charakter zubilligt, wobei es völlig gleichgültig ist, ob diese oberen Druckänderungen ursprünglich aus Vorgängen in der Troposphäre entstanden sind oder in stratosphärischen Prozessen ihren Ursprung haben. H. v. Ficker [*68*] betont ausdrücklich, daß die letzte Ursache für Veränderungen des „äquatorialen Systems", d. h. also der hohen Druckänderungen in der Nähe der Erdoberfläche gesucht werden muß, wo die Energiezufuhr durch Heizung am größten ist. Auch G. Stüve [*189*] ist dieser Meinung, so daß der Annäherung beider Ansichten eigentlich keine unüberbrückbaren Gegensätze im Wege stehen [*71*].

Die Beeinflussung quasistationärer Fronten durch hohe Druckänderungen ist in einer großen Zahl von Arbeiten synoptisch nachgewiesen worden. Nach H. v. Fickers [*70*] klassischer Untersuchung des großen Sturmes in Norddeutschland haben H. Wagemann [*202*], E. Ekhart [*38, 39*], E. Dinies [*34, 35*] und M. Rodewald [*152*] analoge Vorgänge beschrieben und H. Ertel [*44*] hat die Störung stationärer Fronten durch hohe Druckänderungen auch theoretisch behandelt. Die obere Druckwelle ist nach A. Defant [*27*] so lange von einer troposphärischen Zyklone begleitet, als der Aufbau der Troposphäre dafür günstig ist. Nach erfolgter Okklusion wandert die hohe Druckwelle aber weiter und kann in anderen Gebieten mit günstigen troposphärischen Temperaturverhältnissen wieder eine komplexe Zyklone erzeugen. Dieser Vorgang erteilt zugleich der oberen Druckwelle die nötigen Impulse, um ihr eine lange Lebensdauer zu sichern. H. v. Ficker [*56*] hat schon 1919 die Möglichkeit einer Umwandlung hoher Zyklonen in komplexe erkannt und H. Thomas [*192*] hat diese Vorstellungen mit Erfolg als Arbeitshypothese bei einer Untersuchung kurzperiodischer Druckwellen verwendet.

Es ist kein Zweifel mehr darüber möglich, daß sich die Vorgänge im äquatorialen System und an der Polarfront gegenseitig beeinflussen, und A. Defant [*25, 26*] hat für beide Möglichkeiten die theoretischen Grundlagen gegeben. Die Analyse einer Wetterlage, die diese Vorgänge gut erkennen läßt, hat O. v. Schubert [*180*] mitgeteilt. Ebensowenig zweifelhaft erscheint auch eine gegenseitige Bedingung dieser Vorgänge,

und der diesbezügliche Eindruck H. v. Fickers [*67*] konnte in einer früheren Arbeit des Verfassers [*92*] voll bestätigt werden. Ein hohes Steiggebiet des Luftdruckes löste auf seiner Umkreisung der Nordhalbkugel immer wieder Vorstöße der Polarfront nach Süden aus, sich dabei wiederholt regenerierend; A. Schmauss [*176*] hat diesen Vorgang treffend als ein „Herauslocken" von Ausbrüchen aus dem arktischen Raum durch die Pulsationen des äquatorialen Systems bezeichnet.

Schon seit langem ist die sehr bemerkenswerte Tatsache, daß Vorstöße der Polarfront nach Süden an bevorzugten Stellen der Erdoberfläche besonders häufig und kräftig erfolgen, bekannt [*49*]. F. M. Exner [*51*] hat aus dieser Tatsache seine Riegeltheorie der Zyklogenese entwickelt. In diesem Zusammenhang weist W. B. Schostakowitsch [*179*] auf die Beziehungen der Zyklonenfrequenz zu den Gebieten größter Temperaturgegensätze hin und deutet die Zyklonen als eine örtliche Verstärkung der langlebigen, ostwärtswandernden, offenbar hohen Druckwellen. Auf den gleichen Umstand hat auch W. Peppler [*130*] aufmerksam gemacht und betont [*132*], daß durch die Beobachtungsergebnisse eine Verlegung des Ursprunges der Druckwellen immer weiter nach Westen notwendig geworden ist. Es kann heute als gesichert gelten, daß auch die Ostküste von Asien nicht die Geburtsstätte der Druckwellen ist, sondern daß diese die Nordhalbkugel der Erde völlig umkreisen können [*92*].

Es scheint unmöglich, Druckwellen mit derartig langen Bahnen als ausschließliche Wirkung der Verschiebung troposphärischer Luftmassen zu deuten. Dagegen spricht vor allem die Tatsache, daß hohe Gebirge von diesen Druckwellen ohne Verzögerung überschritten werden, während es aus den Untersuchungen H. v. Fickers [*53*] bekannt ist, daß schon Gebirge von den Dimensionen der Alpen in den meisten Fällen troposphärische Kaltluftmassen aufhalten. Auch die große meridionale Erstreckung der langlebigen Isallobarengebiete spricht gegen einen genetischen Zusammenhang mit troposphärischen Luftmassenverlagerungen, wofür W. König [*98*] schöne Beispiele gegeben hat. S. L. Hess und H. Wagner [*89*] haben die Geschwindigkeit von Druckwellen, die über das Felsengebirge von Westen her nach Nordamerika einwandern, mit der Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen verglichen und dabei gefunden, daß 75% bzw. 50% und 31% der Druckwellen sich schneller verlagert haben als die Windgeschwindigkeit in 1500 bzw. 3000 und 6000 m Höhe war, daß somit ein großer Teil der Druckwellen keinen Zusammenhang mit Luftmassenverschiebungen (auch nicht mit hochgelegenen Fronten) gehabt haben konnte.

Durch die Überlagerung hoher, nicht an niedrig-troposphärische Luftmassenverschiebungen gebundener Druckfallgebiete über eine bestehende Frontalzone oder über troposphärische Luftmassen, deren Anordnung und Aufbau die Ausbildung einer Frontalzone zuläßt, entstehen die meisten großen langlebigen Zyklonen, wie sich an zahlreichen Beispielen aus der Literatur zeigen läßt. Schon aus der bekannten Untersuchung von T. Bergeron und G. Swoboda [*6*] ist zu erkennen,

daß die Deformierung der Polarfront, die zur Bildung einer instabilen Welle Anlaß gibt, durch die der Front überlagerte Zirkulation eines alten frontenlosen Tiefdruckgebietes eingeleitet wird. Vielleicht am schönsten ist dieser Vorgang aus einer Reihe von Wetterkarten zu entnehmen, die W. C. Kaye und C. S. Durst [*97*] veröffentlicht haben. Eine flache, völlig innerhalb der Polarluft aus Westen herannahende Zyklone bezieht bei Neufundland die bis zu diesem Zeitpunkt quasistationäre Polarfront in ihre Zirkulation ein, wodurch das Tief erst einen Warmsektor bekommt und sich rasch vertieft. Eine analoge Entwicklung zeigt eine von R. Scherhag analysierte Wetterlage (vgl. [*82*], Abb. 181, 182). M. Rodewald [*151, 152, 154*] hat sich mit den Sturmtiefbildungen vor der Ostküste Nordamerikas befaßt und für den starken Druckfall besonders eine, von ihm „Dreimasseneck" benannte Luftmassenkonstellation verantwortlich gemacht, die eine stark divergente Höhenströmung erzeugt, die den Druckfall verstärkt, der durch ein aus Westen heranziehendes hohes Druckfallgebiet eingeleitet wird. Es ist auf jeden Fall sehr bemerkenswert, daß der starke Druckfall im Dreimasseneck erst dann einsetzt, wenn ein hohes Fallgebiet, dessen Herannahen aus Westen verfolgt werden kann, über die Frontalzone zieht: dabei kommt es wohl auch zur Auslösung von Labilitätsenergien, deren Wichtigkeit W. Rudloff [*158*] betont hat.

Auch D. Brunt [*16*] neigt zu der Auffassung, daß möglicherweise alle stärkeren Polarfrontzyklonen durch die Beeinflussung einer Frontalzone von oben her entstehen. Damit kann und soll nicht gesagt werden, daß es nicht auch Zyklonen gibt, die nur auf die untere Troposphäre beschränkt sind. D. Brunt [*16*], Abb. 101, 102, teilt nach Douglas einen derartigen Fall mit, der zeigt, daß nicht alle Depressionen durch *ein* Schema dargestellt werden können. Es gibt ohne Zweifel Zyklonen, die nur durch Vorgänge in der unteren Troposphäre entstehen, aber ebensowenig zweifelhaft ist die Tatsache, daß viele Zyklonenbildungen ohne die Annahme auslösender hoher Vorgänge nicht verstanden werden können. Eine Reihe von Belegen für diese Auffassung hat J. Küttner [*102*] mitgeteilt. Hierher gehören vor allem auch die besonders in mittleren Schichten der Troposphäre am besten entwickelten kalten Zyklonen, die sich am Südrand des Westwindbandes durch den „cutting off"-Prozeß bilden (näheres darüber bei A. Defant [*29*]), deren Entstehung ohne Höhenwetterkarte nicht erfaßt werden kann. Sie sind im deutschen Wetterdienst als „Kaltlufttropfen" bekannt und vom Prognostiker gefürchtet.

R. Scherhag [*171*] hat auf die Wichtigkeit der extremen Luftmassengegensätze über dem Ostteil von Nordamerika für die Zyklogenese aufmerksam gemacht. Über das Ausmaß der dort beobachteten Temperaturgegensätze unterrichtet eine Arbeit von H. C. Willett [*208*], in der gezeigt wird, daß auf kürzeste Distanz Temperaturdifferenzen von 30° C bis 6 km Höhe vorkommen. Ähnliche Luftmassengegensätze dürften auch an der Ostküste von Asien zu finden sein.

J. E. Miller und H. T. Mantis [*109, 110*] haben gefunden, daß man mit den Temperaturgegensätzen allein nicht alle Zyklogenesen in diesen

beiden Räumen befriedigend erklären kann, sondern daß auch das Relief des Landes eine wichtige Rolle spielt. In beiden Räumen finden sich zwei bevorzugte Gebiete, von denen das über der Ostchinasee bzw. südlich Kap Hatteras gelegene mit dem maximalen meridionalen Temperaturgradienten zusammenfällt, während das im Lee der gebirgigen Japanischen Inseln bzw. vor der Ostküste Nordamerikas nördlich von Kap Hatteras im Lee der Appalachen gelegene auch von der Leewirkung beeinflußt sein dürfte, zumal in diesen Fällen die Drucksituation vor der Zyklogenese eine okkludierte Zyklone westlich der Appalachen zeigt, deren weiterwanderndes Fallgebiet, durch die Leewirkung verstärkt, sehr wahrscheinlich an der Zyklogenese beteiligt ist. Vielleicht am bemerkenswertesten ist an diesen Untersuchungen das Ergebnis, daß die Häufigkeit der Zyklogenesen in den einzelnen Monaten der gleichen fünf Jahre vor der asiatischen und vor der nordamerikanischen Ostküste den gleichen Verlauf zeigt. Diese Tatsache erzwingt geradezu den Schluß, daß bei den Zyklogenesen hohe Druckwellen beteiligt sind, deren gleiche Aktivität in bestimmten Zeitabschnitten allein den parallelen Gang der Zyklogenesen in so weit auseinander liegenden Räumen verstehen läßt.

Am reinsten ist der Einfluß hoher Druckänderungen bei der Entstehung von Zyklonen im Lee von Bergketten zu erkennen. H. v. Ficker [*58*] hat 1920 auf diese Vorgänge als Erster aufmerksam gemacht und gezeigt, daß durch die an den Alpen erfolgende Verzögerung der Kaltfront eines weit nördlich der Alpen vorbeiziehenden Tiefdruckgebietes sich südlich der Alpen der hohe Druckfall bis zum Boden durchsetzt und eine Tiefdruckstörung in der Gegend des Golfes von Genua erzeugt, die sich am Ostrand der Alpen in den meisten Fällen wieder auflöst und nur dann weiterlebt, wenn sie die Kaltfront der Hauptzyklone in ihre Zirkulation einbeziehen kann. Derartige Fälle sind in einer Arbeit von H. Walden [*206*] beschrieben. J. Bjerknes und H. Solberg [*11*] haben die Entstehung der sehr ähnlichen Skagerrakzyklonen im Sinne der Polarfronttheorie durch ein einfaches Schema als Folge der orographisch erzwungenen Okklusion der Hauptzyklone vor der norwegischen Küste erklärt. Auch im Lee der Skandinavischen Gebirge muß es aber Tiefbildungen geben, die nicht ausschließlich an Fronten vor sich gehen [*67, 76*]. W. Peppler [*131*] hat gezeigt, daß die Ausbildung von Skagerrakzyklonen oft mit Druckwellen in Verbindung steht, die sich bis nach Amerika zurückverfolgen lassen. H. G. Macht [*106*] gelangt durch die eingehende Analyse zweier Skagerrakzyklonen ebenfalls zu der Überzeugung, daß das einfache Schema von Bjerknes nicht alle Zyklogenesen in diesem Raum befriedigend erklärt, und zwar besonders dann nicht, wenn die Okklusion, wie in den meisten Fällen, schon weit vor der norwegischen Küste vollzogen ist. Die Untersuchung von Tiefbildungen im Lee des Nordamerikanischen Felsengebirges durch S. L. Hess und H. Wagner [*89*] hat in allen Fällen die ursächliche Verknüpfung der Neubildung mit einem pazifischen Tiefdruckgebiet ergeben, das vor der nordamerikanischen Westküste stationär wird und dessen weiterwanderndes Fallgebiet durch die Leewirkung verstärkt, die Ausbildung einer neuen

Zyklone östlich des Felsengebirges verursacht. Die Zirkulation der neu entstandenen Zyklone erzeugt auch ein neues Frontensystem und erst später werden Reste der pazifischen Luftmassen in das neue Tief einbezogen.

Gerade die in ihrem Anfangsstadium oft frontenlosen Leetiefs haben zu der sicher zu weit gehenden Auffassung geführt, daß die Fronten als Folge der Zyklonen und nicht als ihre Ursache anzusehen sind [*116, 159*]. F. Defant [*31*] und H. Philipps [*138*] sind theoretisch unter der Annahme primärer hoher Druckstörungen zu Zyklonenmodellen gelangt, die ohne eine Annahme über Fronten oder Luftmassen in der Troposphäre aufsteigende Bewegungen an der Vorderseite aufweisen, so daß H. Philipps [*139*] die Fronten als reine Begleiterscheinung der Zyklonen ohne auslösende Funktion auffassen zu können glaubt. Jedenfalls lehrt die Erfahrung, daß es oft ausgeprägte Frontalzonen gibt, an denen keine lebenskräftigen Tiefdruckstörungen entstehen und daß anderseits hohe Zyklonen im Sinne H. v. Fickers [*66*] bestehen, die die Ausbildung eines Frontensystems bei günstigem Aufbau der Troposphäre durch ihre Zirkulation erst einleiten.

Will man mit den synoptisch-statistischen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit einen Beitrag zur Frage der Zyklogenese liefern, dann muß man die Zusammenhänge zwischen den drei untersuchten Veränderlichen in den Gebieten betrachten, die im Mittel die größte Zahl von Zyklonen aufweisen. Diese sind nach A. Schedler [*163*] die Seegebiete vor der nordamerikanischen Ostküste bis östlich Neufundland, die Davisstraße, der isländische Raum, die Nordsee, die Ostsee, das europäische Mittelmeer und das Schwarze Meer. Die häufigsten Neubildungen oder Verstärkungen von Zyklonen werden nach L. D. Sawyer [*160*] im Raum von Neuschottland und Neufundland beobachtet: mit einigem Abstand folgen die Davisstraße und die Gegend von Island.

Die Verteilung der KKf zwischen Boden- und Höhendruckänderungen (Abb. 16) zeigt hohe oder zumindest relativ hohe Werte in allen Gebieten, die zyklonenreich sind. Aus Abb. 17 geht hervor, daß in diesen Gebieten zugleich der Zusammenhang zwischen Druckänderungen am Boden und Temperaturänderungen in der unteren Troposphäre schlecht ist oder überhaupt fehlt. Die Bodendruckänderungen in den Zyklonen stehen somit in gutem Zusammenhang mit den Druckänderungen in 5 km Höhe und haben im Mittel keinen eindeutigen Zusammenhang mit den gleichzeitigen Temperaturänderungen der unteren Troposphäre. Die gleichen Bedingungen, und zwar teilweise noch besser ausgeprägt, findet man aber auch in Gebieten, die ausgesprochen zyklonenarm sind (Azorenhoch). Die genannten Zusammenhänge sind somit zwar notwendig, aber nicht hinreichend für das Auftreten von Zyklonen.

Dagegen erkennt man aus Abb. 18, daß in allen Gebieten, die viele Zyklonen aufweisen, und zwar *nur* in diesen Gebieten, der Zusammenhang zwischen Druckänderungen in 5,5 km Höhe und Mitteltemperaturänderungen in der Troposphäre zwischen Boden und 5,5 km relativ schlecht ist. Es wird sich in diesen Gebieten häufig ereignen, daß die

Druckänderungen in der Höhe und die gleichzeitigen Temperaturänderungen in der unteren Troposphäre unabhängig voneinander erfolgen, daß also beispielsweise Druckabnahme in der Höhe mit Temperaturzunahme in der unteren Troposphäre verbunden auftritt, wodurch ein besonders starker Bodendruckfall entsteht, der eine Zyklogenese einleiten kann.

In diesem Zusammenhang ist das Ergebnis einer Untersuchung von Wulf und Obloy [*209*] bemerkenswert, wonach besonders starker Druckfall am Boden dann entsteht, wenn sich einer „tropischen Troposphäre" eine „arktische Stratosphäre" überlagert. In zwei früheren Arbeiten des Verfassers [*92, 93*] wurden starke Bodendruckanstiege nach dem gleichen Prinzip als Überlagerung des „äquatorialen Systems" über das System der Polarfront gedeutet.

Eine weitere Parallele besteht zwischen der Zyklonenzahl und geringem Kompensationsvermögen der Troposphäre (Abb. 20). Man erkennt daraus, daß ein großer meridionaler Temperaturgradient und darüber hinwegziehende hohe Druckwellen allein noch nicht ausreichend sind, sondern daß auch ein großer vertikaler Temperaturgradient vorhanden sein muß, wenn langlebige Zyklonen entstehen sollen. Eine labil geschichtete Atmosphäre kann die Ausbildung von oben angeregter Störungen nicht verhindern, so daß sich eine Druckänderung von oben in den Gebieten mit geringem Kompensationsvermögen leichter bis zum Boden durchsetzen kann [*116*]. Die weitere Entwicklung des hohen Fallgebietes zur komplexen Zyklone hängt dann in erster Linie vom meridionalen Temperaturgefälle ab: sie wird überall dort eintreten, wo dieses groß ist. So werden sich südwestlich von Irland nur selten komplexe Zyklonen bilden, weil dort das meridionale Temperaturgefälle extrem klein ist und die meisten Mittelmeerzyklonen werden aus dem gleichen Grund kurzlebige Erscheinungen bleiben.

Gerade in den Gebieten mit starken Luftmassengegensätzen in der Troposphäre muß, wenn die hohen Druckwellen als von der Luftmassenverteilung unabhängige Erscheinung existieren, häufig der Fall eintreten, daß die Vorzeichen troposphärischer Temperaturänderungen und hoher Druckänderungen nicht übereinstimmen. Die relativ niedrigen KKt $r(\Delta H, \Delta h)$ über den Hauptfrontalzonen der Atmosphäre (Abb. 18) können als neue Bestätigung für die von der Luftmassenverteilung unabhängige Existenz der hohen Druckwellen angesehen werden. Der Umstand, daß am Festland, wo die Mehrzahl der Bodendruckänderungen durch niedrig-troposphärische Temperaturänderungen erklärt werden kann, die Zahl der Zyklonen gering ist, deutet darauf hin, daß die „niedrigen" Druckänderungen die Zyklonen eher auffüllen als vertiefen. Damit in Übereinstimmung befindet sich das Ergebnis einer statistischen Untersuchung über die Vertiefung und Auffüllung von Zyklonen von S. L. Hess [*88*], wonach die Auffüllung der Zyklonen öfter durch Dichteänderungen in der Schicht 0 bis 3 km erfolgt, die Vertiefung häufiger durch solche in Höhen über 10 km. J. Bjerknes [*13*] hat in einer neueren Arbeit ein Modell einer vertiefenden Zyklone gegeben und die ausschlag-

gebenden Dichteänderungen dabei in Höhen über 3 km lokalisiert. Der statistische Befund von S. L. Hess zeigt jedoch, daß man mit *einem* Schema nicht auskommt, sondern daß es auch Fälle gibt, in denen Dichteänderungen unterhalb 3 km die Vertiefung einer Zyklone bestimmen.

Die Aufgabe weiterer Forschung wird es sein, die hohen Druckwellen einwandfrei nachzuweisen und ihre Entstehung zu klären. Ein wichtiger Schritt auf diesem Wege ist durch die neuesten Arbeiten C. G. Rossbys und seiner Mitarbeiter [*29*, *125*] bereits erfolgt.

Literaturverzeichnis.

1. Bahr, H.: Meteorol. Z. **28**, 497 (1911).
2. Bartels, J.: S.-Ber. Preuß. Akad., Phys. Math. Kl. **XXX** (1935).
3. Baur, F.: Meteorol. Z. **40**, 366 (1923).
4. — Ann. Hydrogr. **51**, 284 (1923).
5. — Meteorol. Z. **53**, 237 (1936).
6. Bergeron, T. und G. Swoboda: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, **III** (1924).
7. Bergeron, T.: Geofys. Publik. **V**, Nr. 6 (1928).
8. Bice, E. G. and G. T. Stephens: Univ. Chicago, Inst. of Meteorol., Misc. Rep. No. 12 (1944).
9. Bjerknes, J.: Geofys. Publik. **I**, No. 2 (1919).
10. — and H. Solberg: Geofys. Publik. **II**, No. 3 (1921).
11. — — Geofys. Publik. **III**, No. 1 (1922).
12. — und Mitarb.: Physikalische Hydrodynamik, Berlin 1933.
13. — Quart. Journ. Roy. Met. Soc. Suppl. Vol. **66**, 57 (1940), (zit. nach 88).
14. Björkdal, E.: Meteorol. Z. **46**, 59 (1929).
15. — Geofys. Publik. **XII**, No. 15 (1940).
16. Brunt, D.: Physical and dynamical Meteorology, 2. Edit., Cambridge 1944.
17. Charlier, C. V. L.: Vorlesungen über die Grundzüge der mathemat. Statistik, Lund 1920.
18. Chiplonkar, M. W.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **23**, 238 (1936).
19. Conrad, V.: Die klimatolog. Elemente und ihre Abhängigkeit von terrestr. Einflüssen. Handb. Klimatol. **I** B, Berlin 1936.
20. Copony, N.: Meteorol. Z. **47**, 26 (1930).
21. Defant, A.: S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. **119**, Abt. II a, 739 (1910).
22. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **4**, 129 (1911).
23. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **5**, 161 (1913).
24. — Wetter **31**, 217 (1914).
25. — S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl., Abt. II a, **132**, 81 (1923).
26. — Festschr. Zentralanst. f. Meteorol. Wien 1926, auch S.-Ber. Wiener Akad. 1926.
27. — Meteorol. Z. **43**, 49 (1926).
28. — Dynamische Ozeanographie, Berlin 1929.
29. — Archiv Met., Geophys., Biokl. Ser. A, **I**, 273, (1949).
30. Defant, F.: Geogr. Ann. **29**, 20 (1947).
31. — Archiv Met., Geophys., Biokl. Ser. A, **I**, 149 (1948).
32. Dines, W. H.: Geophys. Mem. No. 2, London 1912.
33. — Geophys. Mem. No. 13, London 1919.

34. Dinies, E.: Meteorol. Z. **51**, 241 (1934).
35. — Meteorol. Z. **53**, 81 (1936).
36. — Reichsamt f. Wetterd., Wiss. Abh. **III**, Nr. 3 (1937).
37. Egersdörfer, L.: Deutsches Met. Jahrb. Bayern, J, 1930.
38. Ekhart, E.: Gerl. Beitr. z. Geophys. **38**, 282 (1933).
39. — Gerl. Beitr. z. Geophys. **40**, 134 (1933).
40. Ekholm, N.: Meteorol. Z. **21**, 345 (1904).
41. — Meteorol. Z. Hann-Bd. 228 (1906).
42. — Meteorol. Z. **24**, 1, 102, 145, (1907).
43. Ertel, H.: Gerl. Beitr. z. Geophys. **25**, 59 (1930).
44. — Meteorol. Z. **48**, 461 (1931).
45. Exner, F. M.: Meteorol. Z. **27**, 263 (1910).
46. — Über die Korrelationsmethode, Jena 1913.
47. — Meteorol. Z. **30**, 429 (1913).
48. — Meteorol. Z. **32**, 469 (1915).
49. — Geogr. Ann. **2**, 225 (1920).
50. — Meteorol. Z. **38**, 296 (1921).
51. — S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. II a, **132**, 1 (1923).
52. — Dynamische Meteorologie, 2. Aufl. Wien 1925.
53. Ficker, H. v.: Denkschr. Wiener Akad. **80**, 131 (1906).
54. — S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. II a, **119**, 1769 (1910).
55. — Meteorol. Z. **27**, 385 (1910).
56. — S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. II a, **128**, 1301 (1919).
57. — S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. II a, **129**, 763 (1920).
58. — Meteorol. Z. **37**, 350 (1920).
59. — Meteorol. Z. **37**, 145 (1920).
60. — Meteorol. Z. **37**, 184 (1920).
61. — Meteorol. Z. **38**, 65 (1921).
62. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **10**, 51 (1921).
63. — Meteorol. Z. **39**, 65 (1922).
64. — Meteorol. Z. **39**, 86 (1922).
65. — Meteorol. Z. **40**, 65 (1923).
66. — Meteorol. Z. **40**, 264 (1923).
67. — Meteorol. Z. **41**, 202 (1924).
68. — Preuß. Met. Inst. Abh. **VIII**, Nr. 8 (1926).
69. — Preuß. Met. Inst. Abh. **VIII**, Nr. 5 (1926).
70. — S.-Ber. Preuß. Akad. Phys.-math. Kl. **XX**, 290 (1929).
71. — Meteorol. Z. **55**, 8 (1938).
72. Flohn, H. und R. Penndorf: Meteorol. Z. **59**, 1 (1942).
73. — Meteorol. Z. **60**, 325 (1943).
74. — Meteorol. Z. **61**, 50 (1944).
75. Gebelein, H.: Zahl und Wirklichkeit, Leipzig 1943.
76. Georgii, W.: Wettervorhersage, Leipzig 1924.
77. Gölles, F.: Meteorol. Z. **39**, 97 (1922).
78. Gorczynski, L.: Geogr. Ann. **2**, 324 (1920).
79. Hann, J. v.: Meteorol. Z. **20**, 135 (1903).
80. — Meteorol. Z. **30**, 523 (1913).
81. — Meteorol. Z. **31**, 474 (1914).
82. — und R. Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 3. Aufl. Leipzig 1915, 5. Aufl. 1939.
83. Haurwitz, B.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, **III** (1924).
84. — und W. E. Turnbull: Meteorol. Z. **55**, 147 (1938).

85. Haurwitz, B. und W. E. Turnbull: Canad. met. Mem., **I**, No. 3 (1938).
86. — E. and B. Haurwitz: Harvard Meteorol. Stud. No. 3, 1939.
87. — B. and collabor.: Journ. of Meteorol. **2**, 83 (1945).
88. Hess, S. L.: Journ. of Meteorol. **2**, 179 (1945).
89. — and H. Wagner: Journ. of Meteorol. **5**, 1 (1948).
90. Hesselberg, Th.: Meteorol. Z. **32**, 311 (1915).
91. Hoffstedt, H.: Soc. Sc. Fenn., Comm. Phys.-math. **VIII**, 4 (1935).
92. Hoinkes, H.: S.-Ber. Wiener Akad., Math.-nat. Kl. Abt. II a, **149**, 367 (1940).
93. — Ann. Hydrogr. **69**, 49 (1941).
94. Johansen, H.: Meteorol. Ann. **1**, No. 2, Oslo 1942.
95. Johansson, O. V.: Mitt. Met. Inst. Helsingfors, No. 54, (1944).
96. John, J. F.: Meteorol. Z. **59**, 286 (1942).
97. Kaye, W. C. and C. S. Durst: Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **58**, 151 (1932).
98. König, W.: Tät.-Ber. Preuß. Met. Inst. 56, (1927).
99. Köppen, W.: Meteorol. Z. **30**, 113 (1913).
100. — und F. Wedemayer: Meteorol. Z. **31**, 1, 75 (1914).
101. Koschmieder, H.: Forsch.-Arb. Observat. Danzig, H. 1 (1928).
102. Küttner, J.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 152 (1940).
103. Laaber, R.: Gerl. Beitr. z. Geophys. **22**, 327 (1929).
104. Lorenz, H.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **XIV**, 1 (1941).
105. Lyra, G.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **26**, 197 (1940).
106. Macht, H. G.: Veröff. Geophys. Inst. Leipzig, 2. Ser. **IX**, 103 (1937).
107. Malone, Th. F.: Mass. Inst. of Technol., Pap. in Phys. Oceanogr. and Meteorol. **IX**, No. 4 (1946).
108. Mayer, H.: Meteorol. Z. **54**, 41 (1937).
109. Miller, J. E.: Journ. of Meteorol. **3**, 31 (1946).
110. – and H. T. Mantis: Journ. of Meteorol. **4**, 29 (1947).
111. Mironovitch, V.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **27**, 72 (1941).
112. Mises, R. v.: Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendung in der Statistik und theoretischen Physik, Leipzig 1931.
113. Mollwo, H.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **23**, 199 (1936).
114. — Meteorol. Z. **53**, 293 (1936).
115. Mügge, R.: Meteorol. Z. **48**, 1 (1931).
116. — Meteorol. Z. **55**, 1 (1938).
117. Namias, J.: Journ. of Meteorol. **4**, 125 (1947).
118. Nederlandsch, Kon. Met. Inst. No. 106 A. Ergebn. Aerolog. Beob. 21 A. 1933.
119. Palmén, E.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **14**, 147 (1928).
120. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **17**, 102 (1931).
121. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **19**, 55 (1932).
122. — Mitt. Met. Inst. Helsingfors No. 25, 1933.
123. — Meteorol. Z. **51**, 17 (1934).
124. – Meteorol. Z. **53**, 17 (1936).
125. — Journ. of Meteorol. **5**, 20 (1948).
126. Penndorf, R.: Meteorol. Z. **60**, 391 (1943).
127. — E. und R. Penndorf: Meteorol. Z. **61**, 97 (1944).
128. — — Meteorol. Z. **61**, 62 (1944).
129. Peppler, A.: Wetter **55** u. **56**, (1938) u. (1939).
130. — W.: Wetter **40**, 100 (1923).

131. Peppler, W.: Wetter **44**, 186 (1927).
132. — Wetter **45**, 325 (1928).
133. — Meteorol. Z. **45**, 32 (1928).
134. — Meteorol. Z. **45**, 343 (1928).
135. — Meteorol. Z. **45**, 477 (1928).
136. Petterssen, S.: Un. Geod. et Geophys. Int., Six. Ass. Gen. Edinbourg 1936, Proc. Verb. **II**, 83 1939.
137. — Weather Analysis and Forecasting, New York, 1940.
138. Philipps, H.: Reichsamt f. Wetterd., Wiss. Abh. **II**, Nr. 3 (1936).
139. — Naturwiss. **27**, 427 (1939).
140. Pogade, G.: Ann. Hydrogr. **67**, 277 (1939).
141. Pollak, L. W.: Prager Geophys. Stud. I, Prag 1927.
142. Portig, W.: Ann. Hydrogr. **64**, 35 (1936).
143. — Ann. Hydrogr. **70**, 222 (1942).
144. Raethjen, P.: Meteorol. Z. **52**, 418 (1935).
145. — Meteorol. Z. **54**, 393 (1937).
146. — Meteorol. Z. **56**, 133 (1939).
147. Rao, S. G.: India Met. Dep., Scient. Not. **III**, No. 26 (1931).
148. Rehorn, F. K.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **25**, 189 (1939).
149. Richardson, R. W.: Month. Weath. Rev. **64**, 199 (1936).
150. Rodewald, M.: Ann. Hydrogr., 2. Köppenheft, 41, 1936.
151. — Ann. Hydrogr. **64**, 411 (1936).
152. — Ann. Hydrogr. **65**, 41 (1937).
153. — Ann. Hydrogr. **65**, 335 (1937).
154. — Archiv d. Seewarte, **59**, Nr. 10 (1939).
155. Roschkott, A.: Festschr. Zentralanst. f. Meteorol. Wien 1926, auch S.-Ber. Wiener Akad. 1926.
156. Rossby, C. G.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **14**, 240 (1928).
157. — Journ. of Meteorol. **1**, 109 (1945).
158. Rudloff, W.: Ann. Hydrogr. **64**, 185 (1936).
159. Sandström, J. W.: Meteorol. Z. **41**, 33 (1924).
160. Sawyer, L. D.: Met. Off. Profess. Not. **IV**, No. 50 (1928).
161. Schedler, A.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **7**, 88 (1917).
162. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **9**, 181 (1921).
163. — Ann. Hydrogr. **52**, 1 (1924).
164. — Festschr. Zentralanst. f. Meteorol. Wien 1926, auch S.-Ber. Wiener Akad. 1926.
165. — Meteorol. Z. **60**, 364 (1943).
166. Scherhag, R.: Ann. Hydrogr. **61**, 290 (1933).
167. — Meteorol. Z. **51**, 129 (1934).
168. — Meteorol. Z. **53**, 1 (1936).
169. — Ann. Hydrogr. **64**, 443 (1936).
170. — Meteorol. Z. **53**, 84 (1936).
171. — Ann. Hydrogr. **65**, 90 (1937).
172. Schinze, G.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **19**, 79 (1932).
173. Schmauss, A.: Meteorol. Z. **31**, 67 (1914).
174. — Deutsches Met. Jahrb. Bayern 1920.
175. — Deutsches Met. Jahrb. Bayern 1922.
176. — Abh. Bayer. Akad. Math.-nat. Abt. Neue Folge, H. 51, 1941.
177. Schmidt, A.: Meteorol. Z. **43**, 329 (1926).
178. — G.: Meteorol. Z. **57**, 26 (1940).
179. Schostakowitsch, W. B.: Meteorol. Z. **46**, 347 (1929).

180. Schubert, O. v.: Ber. Tätigk. Preuß. Met. Inst. 113, Berlin 1926.
181. Schwarzl, S.: Beziehungen der interdiurnen Veränderungen des Bodendruckes zu den absoluten und relativen Topographien der 500 mb-Fläche. Diplomarbeit Wien 1944.
182. Schwerdtfeger, W.: Forsch. u. Erfahr.-Ber. RWD, Reihe B, Nr. 7, Berlin 1942.
183. — Forsch. u. Erfahr.-Ber. RWD, Reihe B, Nr. 14, Berlin 1943.
184. Seewarte, Deutsche. Täglicher Wetterbericht, Jahrg. 63—68, Hamburg 1938—1943.
185. Shaw, N.: Manual of Meteorology, **II**, sec. ed. Cambridge 1942.
186. Steiner, L.: Meteorol. Z. **43**, 271 (1926).
187. Steinhauser, F.: Meteorol. Z. **52**, 206 (1935).
188. Stüve, G.: Meteorol. Z. **41**, 206 (1924).
189. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **13**, 28 (1926).
190. — Die atmosphärische Zirkulation, Handb. Geophys. **IX**, Berlin 1937.
191. Sverdrup, H. U.: Oceanography for Meteorologists, London 1945.
192. Thomas, H.: Meteorol. Z. **46**, 369 (1929).
193. — Meteorol. Z. **52**, 40 (1935).
194. — Meteorol. Z. **57**, 215 (1940).
195. — Meteorol. Z. **58**, 185 (1941).
196. Tommila, M. und N. Raunio: Mitt. Met. Inst. Helsinki, No. 41, 1939.
197. Trabert, W.: S.-Ber. Wiener Akad. Math.-nat. Kl. **118**, 1609 (1909).
198. — S.-Ber. Wiener Akad. Math.-nat. Kl. **118**, 1591 (1909).
199. — Meteorol. Z. **27**, 301 (1910).
200. Travniček, F.: Meteorol. Z. **46**, 187 (1929).
201. Wagemann, H.: Meteorol. Z. **46**, 27 (1929).
202. — Abh. Preuß. Met. Inst. **IX**, Nr. 2 (1929), auch Meteorol. Z. **47**, 475 (1930).
203. Wagner, A.: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **3**, 57 (1910).
204. — Klimatologie der freien Atmosphäre, Handb. Klimatol. **I F**, Berlin 1931.
205. Wahl, E.: Meteorol. Z. **57**, 1 (1940).
206. Walden, H.: Archiv d. Seewarte **61**, Nr. 10 (1941).
207. Walker, G. T. and E. W. Bliss: Quart. Journ. Roy. Met. Soc. **52**, 73 (1926).
208. Willett, H. C.: Mass. Inst. of Technol., Pap. in Phys. Oceanogr. and Met. **IV**, No. 2 (1935).
209. Wulf, O. and S. Obloy: Met. Inst. Chicago, Misc. Rep. No. 10 (1944).
210. Zistler, P.: Meteorol. Z. **42**, 225 (1925).
211. — Beitr. Phys. fr. Atmosph. **15**, 69 (1929).
212. — Meteorol. Z. **52**, 424 (1935).

551.511

(Ungarisches Meteorologisches Institut, Budapest.)

Über das Gleichgewicht eines gesättigten Luftteilchens.

Von

F. Dési.

Zusammenfassung. Die exakte Analyse der Gleichgewichtsbedingungen eines gesättigten Luftteilchens bildet den Inhalt unserer kurzen Mitteilung. Die unten durchgeführten Rechnungen beweisen einerseits die Unrichtigkeit einer oft angeführten Aussage über die Gleichgewichtsbedingungen und anderseits beleuchten sie theoretische Beziehungen der Frage, welche in der meteorologischen Fachliteratur bisher noch nicht behandelt wurden.

Summary. An exact analysis is given of the conditions of equilibrium of a saturated air particle. The calculations prove a frequently expressed view on equilibrium conditions to be incorrect and, on the other hand, illustrate the theoretic relations of the question heretofore not yet treated in meteorological literature.

Unsere Rechnungen beziehen sich auf die Gleichgewichtsbedingungen eines gesättigten Luftteilchens in ungesättigter oder gesättigter Umgebung. Die in der Fachliteratur angewandte Definition ist folgende: ein gesättigt feuchtes Teilchen in ungesättigt oder gesättigt feuchter Umgebung ist im labilen, indifferenten oder stabilen Gleichgewicht, wenn der vertikale Gradient der virtuellen Temperatur in der Umgebung größer, gleich oder kleiner als der feucht-adiabatische ist[1]. Diese Aussage bedarf einer Richtigstellung.

Wenn ϱ die Dichte des gesättigten Luftteilchens, $\bar{\varrho}$ die Dichte der Umgebung und p den Luftdruck bedeuten, dann ist das gesättigte Teilchen im labilen, indifferenten oder stabilen Gleichgewicht, wenn

$$\left.\begin{matrix} \frac{d\varrho}{dp} \geq \frac{d\bar{\varrho}}{dp} \\ \\ \frac{d\varrho}{dp} < \frac{d\bar{\varrho}}{dp} \end{matrix}\right\} \begin{matrix} \text{labiles} \\ \text{indifferentes} \\ \text{stabiles} \end{matrix} \text{ Gleichgewicht.}$$

$\frac{d\varrho}{dp}$ und $\frac{d\bar{\varrho}}{dp}$ sind im allgemeinen positiv. Mit Abnahme des Luftdruckes (aufwärts) nimmt die Dichte ab und umgekehrt.

[1] Koschmieder: Dynamische Meteorologie, 1941, S. 63.

Als Ausgangspunkt dienen die folgenden Gleichungen:

$$\varrho = \frac{p}{R_L T_V} \tag{1}$$

$$\bar{\varrho} = \frac{p}{R_L \bar{T}_V}, \tag{2}$$

wo R_L die auf trockene Luft bezogene Gaskonstante, T_V und $\bar{T}_V$ die virtuelle Temperatur des gesättigten Teilchens bzw. der Umgebung und p den Luftdruck bedeuten.

Es ist bekannt, daß

$$T_V = T\,(1 + 0{,}604\,S)$$

wo T die absolute Temperatur des gesättigten Teilchens und S die spezifische Feuchte angeben.

Die Gleichung (1) differenzieren wir nach p:

$$\frac{d\varrho}{dp} = \frac{1}{R_L T_V} - \frac{p}{R_L}\frac{1}{T_V^2}\frac{dT_V}{dp} = \frac{1}{R_L T_V} - \frac{p}{R_L}\frac{1}{T_V^2}\frac{dT_V}{dz}\frac{dz}{dp}$$

Weiters:

$$\frac{dT_V}{dz} = \frac{dT}{dz}(1 + 0{,}604\,S) + 0{,}604\,T\frac{dS}{d\bar{T}}\frac{dT}{dz} = \frac{dT}{dz}\left[1 + 0{,}604\,\frac{d}{d\bar{T}}(TS)\right].$$

Da

$$\frac{dz}{dp} = -\frac{1}{\bar{\varrho}\,g}$$

folgt

$$\frac{d\varrho}{dp} = \frac{1}{R_L T_V} + \frac{p}{R_L}\frac{1}{T_V^2}\frac{1}{\bar{\varrho}\,g}\frac{dT}{dz}\left[1 + 0{,}604\,\frac{d}{dT}(TS)\right].$$

Anderseits:

$$\frac{d\bar{\varrho}}{dp} = \frac{1}{R_L \bar{T}_V} - \frac{p}{R_L}\frac{1}{\bar{T}_V^2}\frac{d\bar{T}_V}{dp} = \frac{1}{R_L \bar{T}_V} + \frac{p}{R_L}\frac{1}{\bar{T}_V^2}\frac{1}{\bar{\varrho}\,g}\frac{d\bar{T}_V}{dz}.$$

Im Ausgangspunkt ist

$$T_V = \bar{T}_V,$$

die Gleichgewichtsbedingungen sind also:

$$\frac{dT}{dz}\left[1 + 0{,}604\,\frac{d}{dT}(ST)\right] \gtreqless \frac{d\bar{T}_V}{dz}. \tag{3}$$

Unter Temperaturgradient verstehen wir im allgemeinen $-\frac{dT}{dz}$ und $-\frac{dT_V}{dz}$. Multiplizieren wir (3) mit -1, dann erhalten wir als Gleichgewichtsbedingung:

$$-\frac{dT}{dz}\left[1 + 0{,}604\,\frac{d}{d\bar{T}}(ST)\right] \lesseqgtr -\frac{d\bar{T}_V}{dz} \quad \left.\begin{matrix}\text{labiles}\\ \text{indifferentes}\\ \text{stabiles}\end{matrix}\right\} \text{Gleichgewicht},$$

wo $\frac{dT}{dz}$ die Änderung der Temperatur des gesättigten Teilchens im feuchtadiabatischen Vorgang bedeutet.

Es ist ersichtlich, daß die bisher benützte und auf die Gleichgewichtslage des gesättigten Teilchens bezogene Ungleichung den Ausdruck $0{,}604 \frac{d}{dT}(ST)$ vernachlässigte. Wenn wir diesen Ausdruck beibehalten, nimmt der neben $-\frac{dT}{dz}$ stehende Faktor (statt 1) die in folgender Tabelle angegebenen Werte an:

Tabelle 1.

t °C	$1 + 0{,}604 \frac{d}{dT}(TS)$	t °C	$1 + 0{,}604 \frac{d}{dT}(TS)$	t °C	$1 + 0{,}604 \frac{d}{dT}(TS)$
— 10	1,02	+ 16	1,14	+ 30	1,31
— 5	1,03	+ 18	1,15	+ 32	1,34
0	1,05	+ 20	1,17	+ 34	1,38
+ 5	1,07	+ 22	1,20	+ 36	1,42
+ 10	1,09	+ 24	1,22	+ 38	1,47
+ 12	1,11	+ 26	1,24	+ 40	1,52
+ 14	1,12	+ 28	1,27		

Diese Tabelle (für 1000 mb) wurde mit Hilfe der Tabelle 2 berechnet, welche in der Beilage der *Dynamischen Meteorologie* von KOSCHMIEDER (1941, 2. Aufl.) zu finden ist. Zwischen 30 bis 40° C benützten wir die Tabelle 70 des Meteorologischen Taschenbuches von LINKE.

Man kann gut beobachten, daß die Abweichungen bei größeren positiven Temperaturen wesentlich sind und deshalb nicht vernachlässigt werden dürfen.

Die Größen von $-\frac{dT}{dz}$ faßt folgende Aufstellung zusammen:[1]

t °C =	— 10	0	+ 10	+ 20	+ 30
(p = 1000 mb) $\frac{dT}{dz}$ =	0,76	0,65	0,53	0,43	0,36.

[1] KOSCHMIEDER: Dynamische Meteorologie, 1941, S. 100.

551.510.535:551.524.7

(Ionosphärenstation der Universität Graz.)

Thermische Aufspaltung ionosphärischer Schichten.

Von

O. Burkard.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. In Weiterführung bisheriger theoretischer Überlegungen wird für einen besonders einfachen Fall die Höhenabhängigkeit der Ionenproduktion (Ionisierungsstärke) unter der Annahme berechnet, daß der Temperaturverlauf mit der Höhe einen schichtartigen Charakter besitzt. Als Ergebnis der Rechnungen ergibt sich, daß unter gewissen Voraussetzungen in einer solchen anisothermen Atmosphäre zwei Maxima der Ionenproduktion auftreten. Eine derartige Aufspaltung ionosphärischer Schichten kann häufig beobachtet werden, obgleich dieser Erscheinung in der Literatur noch wenig Augenmerk geschenkt wurde. Es erscheint auch als durchaus aussichtsreich, für die tagsüber bestehende, bislang noch keineswegs befriedigend erklärte Aufspaltung der ionosphärischen F-Schicht einen gleichen oder zumindest ähnlichen thermischen Vorgang anzunehmen; seiner exakten mathematischen Erfassung stehen allerdings nicht unerhebliche Schwierigkeiten entgegen.

Summary. In continuation of previous theoretical researches the ion production (intensity of ionization) is calculated as function of the height for a particularly simple case assuming that the vertical distribution of temperature shows a stratified structure. The calculations lead to the conclusion that, under certain conditions, two maxima of ion production occur in such an anisothermic atmosphere. A splitting up of ionospheric layers often can be observed though this phenomenon has not found much consideration in literature as yet. An equal or at least similar thermal process may be suggested for the splitting up of the ionospheric F-layer during daytime which up to now has not been explained satisfactory. However, there are still great difficulties in treating this problem by exact mathematical methods.

Résumé. Comme suite à d'autres recherches théoriques, on a dans un cas simple calculé la loi de production d'ions en fonction de l'altitude en admettant que la distribution verticale de la température présente une structure stratifié. Il s'ensuit que dans de telles conditions et sous réserve de certaines hypothèses, il y aurait deux niveaux de production maximum d'ions. On peut observer fréquemment ce dédoublement de la couche iono-

sphérique bien que l'on y ait accordé que peu d'attention jusqu'ici dans la littérature. Le dédoublement de la couche F de l'ionosphère pendant le jour, non encore expliqué d'une manière satisfaisante, suggère l'hypothèse d'un processus analogue du point de vue thermique mais dont la description mathématique présenterait de sérieuses difficultés.

Die Bildung ionisierter Schichten in der Atmosphäre wird bekanntlich darauf zurückgeführt, daß eine einfallende monochromatische UV-Strahlung genügend kurzer Wellenlänge von einem Gasbestandteil der Atmosphäre (O_2, N_2, O) absorbiert wird, wobei dann die Energie dieses absorbierten Lichtquants für die Ionisationsarbeit zur Verfügung steht. Da mit dem Vordringen der Strahlung in die tieferen Gebiete der Atmosphäre einerseits die Gasdichte zunimmt, anderseits die zur Verfügung stehende Gesamtstrahlungsenergie aber abnimmt, tritt in einer gewissen Höhe ein Maximum der Ionenproduktion (pro cm^3 und sec erzeugte Ionenpaare) auf, es bildet sich eine Schicht. Die mathematische Ableitung für diesen einfachen Fall, bei dem vorausgesetzt wird, daß Ionisationsarbeit und Energie der absorbierten Quanten von gleicher Größe sind, wurde von Chapman [*1*] aufgestellt und ist im folgenden als bekannt vorausgesetzt [*2*]; insoweit auf sie bzw. ihre Endergebnisse vergleichsweise Bezug genommen wird, werden sie als die Formeln der „Chapman-Schicht" bezeichnet.

Für eine etwas allgemeinere Behandlung des Problems muß jedoch aller Wahrscheinlichkeit nach damit gerechnet werden, daß die Energie eines absorbierten Lichtquants größer ist als die erforderliche Ionisierungsarbeit, so daß der dann verbleibende Restbetrag in Wärmeenergie verwandelt wird. Zur Ionen-Schichtbildung tritt also dann noch eine thermische Schichtung hinzu, die nun ihrerseits wieder einen beträchtlichen Einfluß auf die Ionisierungsstärke ausübt. (Erst jüngst konnten in allerdings geringeren Höhen, als sie hier zur Diskussion stehen, solche thermische Schichten bei V2-Aufstiegen beobachtet werden.) Die vorliegende Arbeit versucht nun, durch möglichst einfache Ansätze diesen Einfluß rechnerisch zu erfassen und kommt dabei zu dem bemerkenswerten Ergebnis, daß unter gewissen Umständen eine Aufspaltung der Ionosphärenschicht auftritt.

Um zunächst einmal einen ersten Anhaltspunkt über den Einfluß einer solchen Schichterwärmung zu gewinnen, wurde von einem sehr vereinfachten Ansatz ausgegangen, der noch leicht rechnerisch gehandhabt und formelmäßig überblickt werden kann, anderseits freilich in mancher Hinsicht vielleicht nicht ganz den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen dürfte. (Wie dies allgemein üblich ist, wurde für sämtliche Ableitungen eine monochromatische Strahlung als Ionisierungsquelle angenommen, ferner wurden stets alle Rechnungen auf ebene Erde bezogen.) Einem schichtartigen Temperaturverlauf, wie wir ihn annehmen wollen, entspricht zum Beispiel der Ansatz

$$T = T_0 \cdot \frac{1}{1 - \gamma\, a\, e^{-h/H_0} - \gamma\, e^{h/H_0}}\,. \tag{1}$$

worin T die absolute Temperatur in der Höhe h und T_0 die (tiefere) Temperatur außerhalb der Schicht bedeutet. H_0 ist in gewohnter Weise die Höhe der homogenen Atmosphäre, man erhält sie in Metern gemessen, wenn in der Beziehung $H_0 = RT_0$ die spezifische Gaskonstante R im technischen Maßsystem, in mkg/kgGrad gemessen wird. Schließlich bestimmt a die Temperaturerhöhung gegenüber der nicht erwärmten Atmosphäre, während γ für die Höhe h^*, in der die Temperatur ihren Höchstwert T^* erreicht, verantwortlich ist. Aus $dT/dh = 0$ erhält man nämlich

$$e^{h^*/H_0} = \gamma \tag{2}$$

und durch Einsetzen

$$T^* = T_0 \cdot \frac{e}{e - a} \text{ (}e\text{-Basis der natürlichen Logarithmen).} \tag{3}$$

Führt man noch an Stelle der vom Erdboden aus gerechneten Höhe h die auf das Schichtmaximum bezogene Größe $z = \frac{h - h^*}{H_0}$ ein, so wird die Gleichung (1) vereinfacht:

$$T = T_0 \cdot \frac{1}{1 - a\, e^{-z - e^{-z}}} = T_0 \cdot \frac{T^*}{T^* - (T^* - T_0)\, e^{1 - z - e^{-z}}} \tag{1a}$$

und der sich hieraus ergebende Temperaturverlauf ist aus Abb. 1a ersichtlich, in der als Abszisse der Quotient T/T_0 aufgetragen wurde, während z als Ordinate benützt wird. Im gezeichneten Fall wurde $T^* = 4\, T_0$ gewählt, so daß also in der Höhe $z = 0$ die Temperatur viermal größer angenommen wurde als außerhalb der Schicht.

Fällt nun eine kurzwellige Sonnenstrahlung — als Ionisator — unter dem Zenithwinkel χ auf eine solche Temperaturschicht ein, dann gilt wie bei Chapman zunächst auch hier:

$$\frac{dS \cdot \cos\chi}{dh} = A \cdot S \cdot \varrho, \tag{4}$$

worin S die Energie der Strahlung und ϱ die Dichte des durchstrahlten und absorbierenden Gases bedeuten soll. Die Gleichung sagt nichts weiter aus, als daß die Energieabnahme der Strahlung beim Vordringen um das Höhenstück dh proportional ist einerseits der Strahlungsenergie und anderseits der Dichte in diesem kleinen Höhenstück. Während nun bei Chapman letztere mit einer einfachen e-Potenz, entsprechend einer isothermen Atmosphäre, mit der Höhe abnimmt, ist im vorliegenden Fall die Höhenabhängigkeit der Dichte weitaus verwickelter; wir müssen daher zunächst versuchen, ϱ und S als Funktionen der Höhe h zu berechnen. Zu diesem Zweck benützen wir bekannte Beziehungen, nämlich

$$\varrho = \frac{p}{gRT} \text{ und } dh = -\frac{RT}{p}\, dp \tag{5a, b}$$

und formen mit ihnen die Gl. (4) etwas um, so daß wir erhalten:

$$\frac{dS}{S} = \frac{A\varrho\, dh}{\cos\chi} = -\frac{A}{g\cos\chi}\, dp. \tag{6}$$

Eine einfache Integration ergibt dann sofort

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{A \cdot p}{g \cdot \cos \chi}}, \tag{7}$$

worin S_0 die extraterrestrische Stärke der Strahlung darstellt. Berechnet man sich nun aus Gl. (5b) den Druckverlauf mit der Höhe, so ist $\lg p = \lg p_0 - \frac{1}{R}\int_0^h \frac{dh}{T}$ und mit Gl. (1) ergibt sich nach der Integration:

$$p = p_0 \, e^{-h/H_0 + a\left(e^{-\gamma e^{-h/H_0}} - e^{-\gamma}\right)}. \tag{8}$$

Damit ist die gesuchte Höhenabhängigkeit für alle benötigten Größen — p, ϱ und S — formelmäßig festgelegt, für die beiden letzteren ist sie in

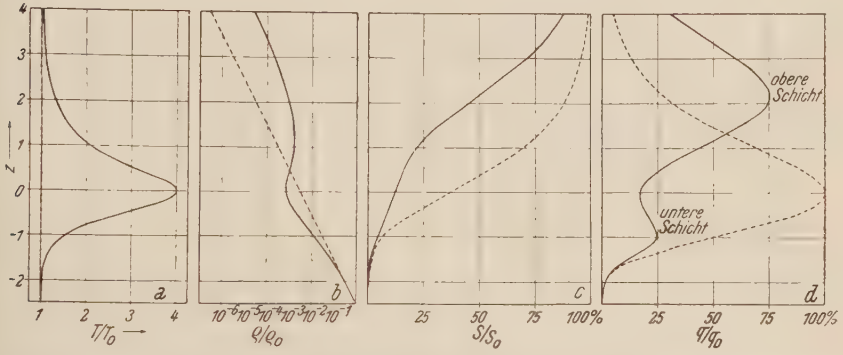

Abb. 1. Die mit der Höhe veränderlichen Größen: a) Temperatur, b) Dichte, c) Strahlungsenergie und d) die daraus resultierende Ionenproduktion (mit Schichtaufspaltung).

den Abb. 1b und 1c (stark ausgezogen) eingezeichnet, wenn man den in Abb. 1a gezeichneten Temperaturverlauf annimmt.

Nun kann auch die Ionenproduktion q berechnet werden, die der absorbierten Strahlung proportional ist (b = Proportionalitätsfaktor):

$$q = b \frac{dS \cos \chi}{dh} = b\,(A \cdot S \cdot \varrho). \tag{9}$$

Durch Einsetzen der Gl. (5a, 7 und 8) erhält man sofort:

$$q = b \cdot A \, S_0 \frac{p_0}{gH_0}\left(1 - a\gamma \, e^{-h/H_0 - \gamma e^{-h/H_0}}\right) e^{-h/H_0 + a\left(e^{-\gamma e^{-h/H_0}} - e^{-\gamma}\right)} \cdot$$

$$\cdot \, e^{-\frac{A p_0}{g \cos \chi} e^{-h/H_0 + a\left(e^{-\gamma e^{-h/H_0}} - e^{-\gamma}\right)}}. \tag{10}$$

Setzt man hierin $a = 0$, so entspricht dies der isothermen Chapman-Schicht und es wird

$$q_{Ch} = b \cdot A \cdot S_0 \cdot \frac{p_0}{gH_0} \, e^{-h/H_0 - \frac{A p_0}{g \cos \chi} e^{-h/H_0}}, \tag{11}$$

für die das Maximum der Ionenproduktion — es sei im folgenden stets mit q_0 bezeichnet — gegeben ist durch

$$q_0 = \frac{bS_0}{H_0 e} \cdot \cos \chi, \tag{12}$$

wobei für die Höhe h_0, in der diese maximale Ionenproduktion herrscht, die Gleichung gilt

$$e^{h_0/H_0} = \frac{Ap_0}{g \cos \chi}. \tag{13}$$

Die Gl. (10) für die Ionenproduktion in unserer anisothermen Schicht erweist sich nun als so unübersichtlich, daß man versuchen wird müssen, durch zusätzliche Annahmen einige spezielle Fälle herauszugreifen, die dann die Formel zu diskutieren gestatten. So erhält man zum Beispiel eine wesentliche Vereinfachung durch die zusätzliche Annahme, daß die beiden ausgezeichneten Höhen h_0 und h^* zusammenfallen, daß also das Maximum der Temperatur gerade in der Höhe liegt, in der auch die Chapman-Schicht das Maximum der Ionenproduktion liefert. Es wird damit also auch $\frac{Ap_0}{g \cos \chi} = \gamma$. Führt man ferner wieder statt der Höhe die Variable z ein, so ergibt sich

$$q = q_0 \left(1 - ae^{-z-e^{-z}}\right) e^{1-z+a\left(e^{-e^{-z}}-e^{-\gamma}\right)} \cdot e^{-e^{-z}+a\left(e^{-e^{-z}}-e^{-\gamma}\right)}. \tag{14}$$

Glücklicherweise läßt sich hier noch weiter vereinfachen, eine numerische Durchrechnung für die bei der Ionosphäre in Frage kommenden Höhen zeigt nämlich, daß der Ausdruck $e^{-\gamma}$ gegenüber dem Ausdruck $e^{-e^{-z}}$ ohne weiteres vernachlässigt werden kann, da er um etliche Zehnerpotenzen kleiner ist. Es ist also schließlich

$$q \doteq q_0 \left(1 - ae^{-z-e^{-z}}\right) e^{1-z+ae^{-e^{-z}}-e^{-z}+ae^{-e^{-z}}}. \tag{15}$$

Die Abb. 2 zeigt den Verlauf der Ionenproduktion mit der Höhe, wie er sich nach dieser Formel bei verschiedenen Schichttemperaturen berechnen läßt. Das Maximum der Ionenproduktion verschiebt sich demnach mit zunehmender Erwärmung in größere Höhen, wobei gleichzeitig ihr Betrag (q^*/q_0) zunächst etwas abnimmt, später aber, bei größeren Temperaturen wieder zunimmt, ohne allerdings den Betrag der Ionenproduktion in einer isothermen Schicht (q_0) zu erreichen. Von ganz besonderem Interesse aber ist bei größeren Temperaturwerten das Auftreten eines zweiten Maximums der Ionenproduktion in tieferen Lagen, was also einer Aufspaltung der Schicht entspricht. Recht deutlich geht dieser Unterschied gegenüber der Chapmanschicht auch aus der Abb. 1d hervor, die stark ausgezogen die Verhältnisse einer anisothermen Schicht (mit $T^* = 4\ T_0$) und strichliert die einer isothermen Schicht wiedergibt.

Für viele Zwecke eines Vergleiches mit den bei Ionosphärenmessungen gewonnenen Ergebnissen dürfte es genügen, lediglich die maximalen Ionenproduktionen q^*, ihre Größe und die Höhe ihres Auftretens zu be-

trachten. Um sie zu berechnen, muß in bekannter Weise $dq/dh = 0$ gesetzt werden.

Setzt man zwei neue Variable ein, und zwar für $e^{-z-e^{-z}} = u$ und für $e^{-z+ae^{-e^{-z}}} = v$, so kann diese Aufgabe relativ einfach, am besten und mit genügender Genauigkeit, graphisch gelöst werden. Hier sei nur noch kurz auf das Ergebnis dieser Rechnung eingegangen, das in der Abb. 3 festgehalten ist. In Abhängigkeit vom Temperaturverhältnis T^*/T_0 ist einerseits die Größe der maximalen Ionenproduktion q^* (in Prozent, $q_0 = 100$) aufgetragen, wobei sich ergab, daß bei anwachsender Schichterwärmung die Ionenproduktion zunächst sehr rasch abnimmt, nach Überschreiten eines tiefsten Wertes von etwa 70% aber bei noch höheren Temperaturen wieder langsam größer wird. Ungefähr bei gleichen Temperaturen, etwa bei $T^*/T_0 = 2{,}25$, entwickelt sich das zweite Maximum der Ionenproduktion, das ungefähr nur halb so groß ist, als das ursprüngliche und mit zunehmender Schichttemperatur auf etwa ein Drittel des höher liegenden Maximums absinkt. (In der Zeichnung bezieht sich die Kurve *Mo* auf das höher liegende, obere Schichtmaximum, *Mu* auf das tieferliegende, untere Schichtmaximum und Min bezieht sich auf das dazwischenliegende Minimum der Ionenproduktion.) Im unteren Teil der Abb. 3 ist noch gezeigt, wie sich rein höhenmäßig die beiden Gebiete maximaler Ionenproduktion bei verschiedenen Temperaturen verhalten, offensichtlich ist die Schichtaufspaltung um so ausgeprägter, je höher die Temperatur in der Schicht ansteigt.

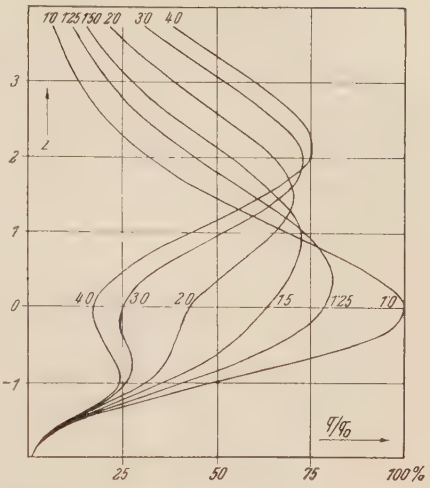

Abb. 2. Der Höhenverlauf der Ionenproduktion in Abhängigkeit von der Schichttemperatur.

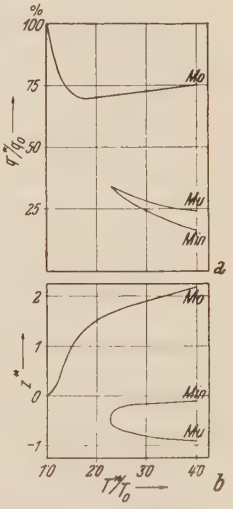

Abb. 3. Die Abhängigkeit der Ionenproduktion von der verschieden starken Schichterwärmung und die Verschiebung der Gebiete maximaler Ionenproduktion mit der Höhe.

Ein wesentlicher Unterschied der hier aufgezeigten Überlegungen gegenüber früheren ähnlicher Art dürfte meiner Ansicht nach darin liegen, daß letztere von einer vorgegebenen Ionenverteilung in der Schicht ausgehen und dann erst eine Erwärmung der Schicht (als Ganzes) hinzunehmen, während hier bereits eine Erwärmung — und zwar mit einem schichtartigen Verlauf — vorausgesetzt wird, und dann erst die Ionen*produktion* errechnet wird. Ich halte es daher für durchaus möglich, daß das bisher nur recht

unbefriedigend gelöste Problem der *F*-Schicht, die tagsüber in die *F1*- und *F2*-Schicht aufgespalten erscheint, durch den neuen Ansatz einer endgültigen Klärung zugeführt werden kann, wobei man freilich von der allgemeinen Lösung, die in Gl. (10) ihren Ausdruck findet, ausgehen wird müssen. Rein rechnerisch gesehen kann sie leider nicht so einfach behandelt werden, wie der hier behandelte Sonderfall, doch dürften anderseits die Hindernisse auch nicht gänzlich unüberwindlich sein, so daß sich im Hinblick auf das Ziel die Arbeit lohnen würde.

Literaturverzeichnis.

1. S. Chapman: Proc. Phys. Soc. **43**, 26 (1931) und Proc. Roy. Soc., A. **132**, 353 (1931).
2. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, Kapitel: „Die Ionosphäre". 5. Aufl., Leipzig, 1939.

551.510.535

(Ionosphärenstation der Universität Graz.)

Studie zur weltweiten Ionosphärenstörung vom 15. März 1948.

Von

O. Burkard.

Mit 4 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Am 15. März 1948 verzeichneten die erdmagnetischen Observatorien eine kräftige Störung, deren Auswirkung auf die F2-Schicht der Ionosphäre untersucht wird. Das Beobachtungsmaterial von 30 Stationen wurde hinsichtlich des Verhaltens der kritischen Frequenz dieser Schicht überprüft, wobei gefunden wurde, daß nur bei einem Teil der Stationen eine Abnahme der kritischen Frequenzen auftritt. Es wird also damit eine Revision der bisherigen Anschauung notwendig, die glaubte, Ionosphärenstürme seien immer mit einer Frequenzerniedrigung verbunden. Darüber hinaus kann gezeigt werden, daß die Störung eine deutliche Abhängigkeit vom Magnetfeld der Erde besitzt, die darin besteht, daß bei geringen geomagnetischen Breiten eine starke Frequenzerhöhung (und damit Erhöhung der Elektronendichte) auftritt, während sich in hohen geomagnetischen Breiten die kritische Frequenz erniedrigt. Bemerkenswert ist ferner der Umstand, daß die ionosphärische Hauptstörung anscheinend nicht nach Weltzeit, sondern nach Ortszeit verläuft.

Es wurde versucht, die verschiedenen Arten ionosphärischer Störungen systematisch einzuordnen, um eine bessere Übersicht gewinnen zu können.

Summary. The effect of a strong perturbation, recorded by the terrestrial magnetic observatories on March 15, 1948, on the F2-layer of the ionosphere is investigated. Observations at 30 stations have been examined with a view to the critical frequency of this layer. Only part of the stations were found to show a decrease of the critical frequency. A revision of the former concept that ionospheric storms always are associated with a decrease of frequency therefore becomes necessary. Moreover, the perturbation can be shown to be clearly dependent on the magnetic field of the earth, a strong increase of frequency (and therewith increase of electron density) occurring in low geomagnetic latitudes and a decrease of the critical frequency in high geomagnetic latitudes. Furthermore there is the remarkable fact that the ionospheric main perturbation appears to be subject in its course to local time,

not to universal time. An attempt has been made to establish a systematic classification of the different kinds of ionospheric perturbations in order to get a better survey.

Résumé. Les stations d'observation du champ magnétique terrestre ont enregistré le 15 mars 1948 une forte perturbation dont on étudie la répercussion sur la couche F2 de l'ionosphère. On a examiné le matériel de 30 stations en ce qui concerne le comportement des fréquences critiques et constaté que dans quelques stations seulement il y a eu diminution de ces fréquences. Il s'ensuit qu'il faut réviser les vues actuelles selon lesquelles les orages ionosphériques étaient toujours liés à une diminution de fréquence. De plus, on peut montrer que la perturbation mentionnée dépendait étroitement du champ magnétique terrestre en ce sens qu'aux basses latitudes magnétiques il y eut une forte augmentation de fréquence (et. p. cons. une augmentation de la densité électronique), tandis qu'aux latitudes élevées la fréquence critique fut abaissée. Il est en outre intéressant de noter que la perturbation ionosphérique principale évoluait avec le temps local et non universel. On a cherché à classer systématiquement les différentes perturbations de l'ionosphère pour en obtenir une meilleure vue d'ensemble.

Die Erscheinungsformen der Ionosphärenstörungen weisen eine derartige Vielfalt auf, daß heute noch nicht daran gedacht werden kann, über sie eine abschließende, zusammenfassende Übersicht zu geben, zumal auch die Möglichkeiten noch keineswegs erschöpft sind, Untersuchungen über das Wesen dieser Störungen durchzuführen und eine Klärung der ursächlichen Zusammenhänge zu versuchen. Merkwürdigerweise sind bisher derartige Untersuchungen nur recht selten durchgeführt worden, obwohl die Schwierigkeiten, die sich einem solchen Beginnen entgegenstellen, nicht allzu große sind. Allerdings erweist sich in vielen Fällen das Fehlen einer systematischen Einreihungsmöglichkeit der zur Beobachtung gelangenden Störungen als ein recht empfindlicher Mangel; ihm wäre jedoch nicht allzu schwer abzuhelfen, wie im folgenden kurz angedeutet werden soll. Eine erste Einteilung ergibt sich schon aus der Naturgegebenheit der einzelnen Ionosphärenschichten. Wie wir heute wissen, betreffen manche Störungen ausnahmslos nur *eine* der Schichten, andere wieder machen sich gleichzeitig in mehreren Schichten — oft jedoch in den einzelnen Schichten nicht in gleicher Art — bemerkbar. Die weitere Unterteilung der Störungsformen könnte sich dann vielleicht am besten an die Beobachtungsmethodik anlehnen, die uns als meßbare Größen die kritische Frequenz (f) und die scheinbare Schichthöhe (h') liefert bzw. bei den Messungen mit „Durchdrehanlagen" und „Panorama"-Geräten [*1*] die charakteristischen h'-f-Kurven aufzunehmen gestattet. Die kritische Frequenz nun kann, ebenso wie die scheinbare Höhe, in Störungsfällen ebensogut weit über als auch weit unter dem Durchschnittswert liegen — wobei allerdings dieser Durchschnittswert selbst wieder von mehreren Faktoren abhängig ist: Von der geographischen Lage der Beobachtungsstation, von Tages- und Jahreszeit und von der Sonnentätigkeit. Die Störungen weiters, die sich in einem abnormalen Verlauf der h'-f-Kurven zu erkennen geben, sind wieder von reicher Mannig-

faltigkeit: häufig findet sich bei stärkeren Ionosphärenstörungen (-stürmen) bei der F-Schicht ein steiler Anstieg der h'-Werte mit wachsender Frequenz, während in normalen Fällen die scheinbare Höhe erst in der Nähe der kritischen Frequenz rasch zu steigen beginnt. In anderen Fällen tritt eine „Streuung" auf [2, 3], das Echo kommt nicht aus einer einzigen, wohldefinierten Höhe, sondern aus einem ganzen Höhenbereich.

Ohne also einen Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben, wird eine systematische Einteilung der ionosphärischen Störungen etwa folgendermaßen aussehen können:

Die Störung betrifft A. die normale E-Schicht,
B. die normale F 1-Schicht,
C. die normale F 2-Schicht,

oder sie äußert sich im Auftreten einer abnormalen Schicht

D. im E-Niveau,
E. zwischen der E- und F-Schicht,
F. im F-Niveau.

Die Störung äußert sich: a_1) kritische Frequenz abnorm hoch,
a_2) kritische Frequenz abnorm niedrig,
a_3) kritische Frequenz fehlt, da kein Echo von der betreffenden Schicht erhalten wird,

b_1) scheinbare Höhe abnorm hoch,
b_2) scheinbare Höhe abnorm tief,
c_1) h'-f-Kurve verläuft unverhältnismäßig steil,
c_2) Streuechos,
c_3) Auftreten der (theoretisch zu erwartenden) zweiten außerordentlichen kritischen Frequenz.

Über eine größere Störung vom Typus „C/a" sollen nun im folgenden einige interessante Beobachtungen mitgeteilt werden. Es handelt sich um den Ionosphärensturm vom 15. März 1948, dessen Verlauf an 30 verschiedenen Stationen einer Untersuchung unterzogen wurde. Derartige Versuche, den weltweiten Störungsverlauf synoptisch zu erfassen, wurden meines Wissens in diesem Umfang noch nicht durchgeführt, obwohl sie offenbar geeignet sind, uns ganz neue Erkenntnisse zu vermitteln.

Für eine sich nicht auf rein qualitative Angaben beschränkende Beschreibung einer solchen Störung ist es notwendig, in geeigneter Weise ein Störungsmaß einzuführen, das es gestattet, die Größe der Störung bzw. ihre Unterschiede an verschiedenen Beobachtungsorten rein zahlenmäßig festhalten und in Rechnung setzen zu können. Im einfachsten Fall könnte man also bei Abweichungen der kritischen Frequenzen (f) von ihrem Durchschnittswert ($\bar{f}$) unmittelbar die Differenz $f - \bar{f}$ als Störungsmaß wählen. Bedenkt man jedoch, daß die maximale Elektronendichte dem Quadrat der kritischen Frequenz proportional ist, so liegt

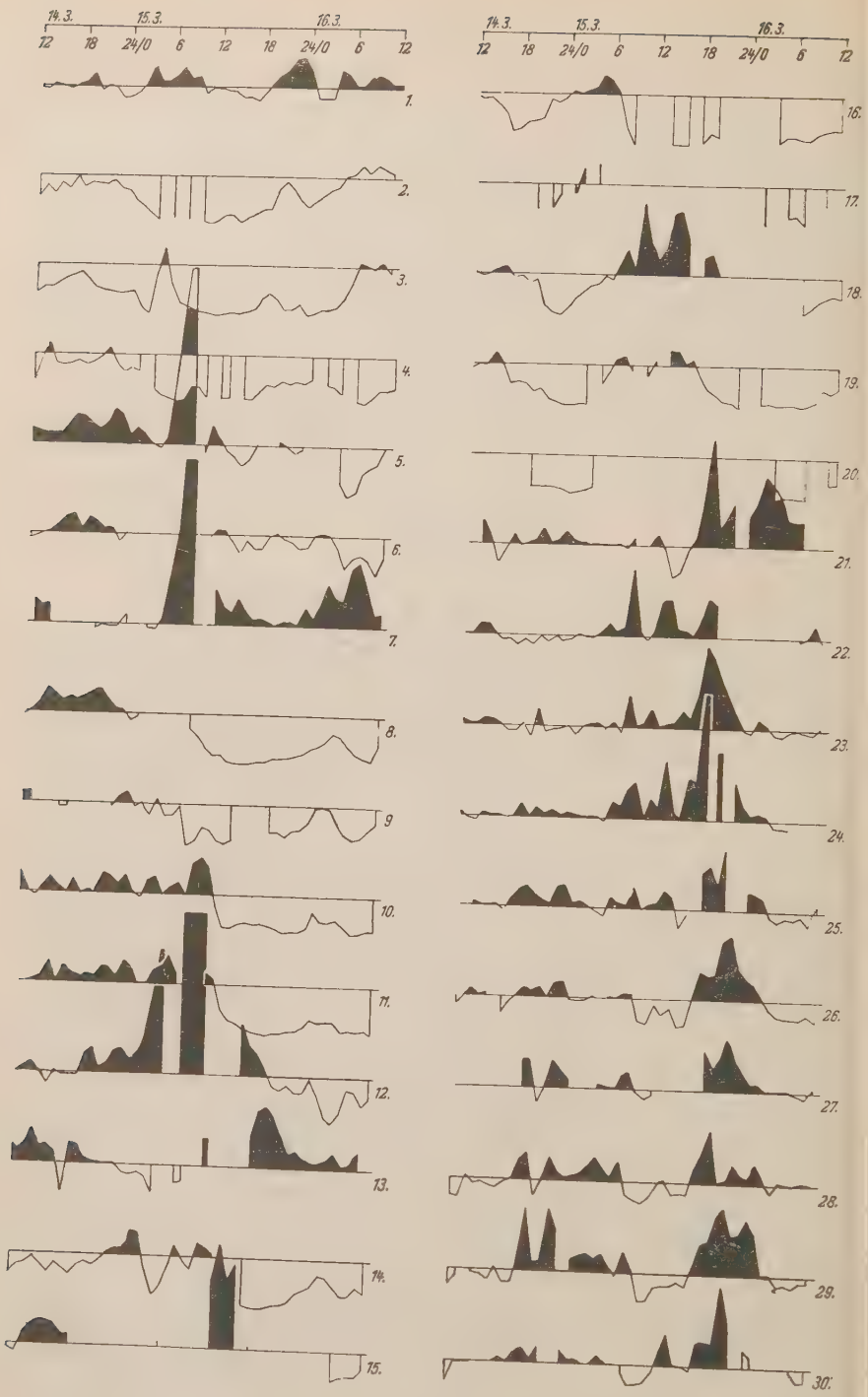

Abb. 1. Die Ionosphärenstörung vom 15. 3. 1948 in ihrer Größe (Störungsmaß P) und ihrem zeitlichen Verlauf an 30 verschiedenen Stationen. Die Stationen sind in der Reihenfolge der Tabelle 1 angeführt.

es nahe, ein Störungsmaß P einzuführen, das durch die folgende Gleichung festgelegt ist:

$$P = 100 \cdot \frac{f^2 - \bar{f}^2}{\bar{f}^2} \%,$$

wobei unter $\bar{f}$ in den meisten Fällen wohl das für die betreffende Tagesstunde geltende Monatsmittel einzusetzen sein wird. In den Störungsfällen a_1 wird somit P positiv sein, während bei zu tiefen Frequenzen P negativ wird. Zwei Schwierigkeiten bleiben allerdings bei der gewählten Festlegung noch bestehen:

1. Sie sagt nichts darüber aus, welcher Wert für P die Grenze darstellt zwischen den gestörten und den ungestörten Fällen. Denn erfahrungsgemäß ist natürlich auch in den letzteren P von Null verschieden, und zwar um so mehr und um so häufiger, je größer die Sonnentätigkeit ist und auch — soweit dies jetzt schon überblickt werden kann — je näher die Beobachtungsstation den Polen liegt.

Tabelle 1.

Nr.	Ort	Φ	Λ	Φ_M	Λ_M
1	Johannesburg	— 26,2	28,0 E	— 27,0	91,2
2	Freiburg im Br.	+ 48,1	7,8 E	+ 50,2	89,9
3	Slough	+ 51,5	0,6 W	+ 54,4	83,3
4	Falkland Ins.	— 51,7	57,8 W	— 40,4	9,1
5	Trinidad	+ 10,6	61,2 W	+ 22,0	8,3
6	San Juan	+ 18,4	66,1 W	+ 29,9	3,2
7	Huancayo	— 12,0	75,3 W	— 0,6	353,8
8	Washington	+ 39,0	77,5 W	+ 50,4	349,6
9	Baton Rouge	+ 30,5	91,2 W	+ 41,0	354,4
10	White Sands	+ 32,3	106,5 W	+ 41,1	316,9
11	San Francisco	+ 37,4	122,2 W	+ 43,6	318,5
12	Maui	+ 20,8	156,5 W	+ 21,0	268,1
13	Palmyra Ins.	+ 5,9	162,1 W	+ 5,2	265,8
14	Adak	+ 51,9	176,6 W	+ 47,2	240,0
15	Fiji Ins.	— 18,0	178,2 W	— 22,1	251,1
16	Christchurch	— 43,5	172,7 E	— 48,0	252,6
17	Campbell Ins.	— 52,5	169,2 E	— 57,1	252,5
18	Brisbane	— 27,5	153,0 E	— 35,7	227,0
19	Canberra	— 35,3	149,0 E	— 44,0	224,3
20	Hobart	— 42,8	147,4 E	— 51,6	224,5
21	Guam	+ 13,6	144,9 E	+ 4,0	212,9
22	Wakkanai	+ 45,4	141,7 E	+ 35,3	206,1
23	Fukaura	+ 40,6	139,9 E	+ 30,3	205,2
24	Shibata	+ 37,9	139,3 E	+ 27,6	205,0
25	Yamakawa	+ 31,2	130,6 E	+ 20,3	197,8
26	Okinawa	+ 26,3	127,7 E	+ 11,3	195,7
27	Nanking	+ 32,1	119,0 E	+ 10,8	187,2
28	Wuchang	+ 30,6	114,4 E	+ 19,1	183,1
29	Chungking	+ 29,4	106,8 E	+ 18,0	183,9
30	Lanchow	+ 36,1	103,8 E	+ 24,7	186,4

2. Gerade bei heftigeren Störungen ist häufig die kritische Frequenz nicht bestimmbar (Fall a_3), wodurch jede Aussage über die Größe der Störung unmöglich wird. Es muß weiteren Arbeiten überlassen bleiben, Auswege aus diesen Schwierigkeiten zu finden.

Nach diesen Überlegungen wurde nun zunächst das mir in dankenswerter Weise von fast allen in Betrieb stehenden Beobachtungsstationen zur Verfügung gestellte Material ausgewertet, die Abb. 1 zeigt das Ergebnis, indem für die Zeit vom 14. März, 12 Uhr Weltzeit bis zum 16. März, 12 Uhr, die errechneten stündlichen P-Werte eingetragen wurden, und zwar für positive Werte in schwarzen Flächen, für negative Werte wurden die Flächen weiß gelassen. Um die Rechnung zu vereinfachen, wurde in der Formel f^2 durch $(f)^2$ ersetzt. Die Reihenfolge der Stationen wurde so gewählt, daß sie — der Erddrehung entsprechend — von Ost nach West gereiht wurden, wobei sich von selbst ein Beginn dieser Reihenfolge dadurch ergab, daß mir die Beobachtungen aus dem Gebiet zwischen etwa 30° und 100° östl. Länge nicht zur Verfügung standen. Die interessierenden Lagekoordinaten (Φ, Λ geographisch, Φ_M, Λ_M geomagnetisch) der einzelnen Stationen sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Die Reihenfolge ist die gleiche wie in der Abb. 1, so daß auch die fortlaufende Numerierung übereinstimmt.

Bereits in dieser ersten Abbildung werden zwei bemerkenswerte Ergebnisse einer solchen synoptischen Gegenüberstellung erkennbar. Einmal die Tatsache, daß ionosphärische Störungen durchaus nicht immer mit einer Frequenzerniedrigung verbunden sind, wie dies meist in der Literatur geschildert wird [4] und zum zweiten, daß der Zeitpunkt der Hauptstörung — zumindest in großen Zügen — eine Ortzeitabhängigkeit zeigt. Verfolgt man nämlich in den beiden Reihen der Abb. 1 die größten Störungen, wobei berücksichtigt werden mag, daß das Fehlen einer Eintragung des Störungsmaßes P in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle auf den Störungstyp a_3 zurückgeführt werden muß, so sieht man leicht, wie sich dieses offensichtliche Störungszentrum zu immer späteren Zeiten (Weltzeit) verschiebt, derart, daß fast ausnahmslos die Hauptstörung in die frühen Morgenstunden (Ortszeit) fällt. Eine solche Abhängigkeit von der Ortszeit überrascht, wenn man bedenkt, daß der Störungsbeginn in den erdmagnetischen Elementen stets streng gleichzeitig beobachtet wird. Im vorliegenden Fall wurde dieser Beginn am 15. März um 03^{35} Weltzeit registriert, den weiteren Verlauf der geomagnetischen Elemente (H, Z und D) am erdmagnetischen Observatorium Wingst (Deutsches Hydrographisches Institut Hamburg) zeigt die Abb. 2.

Eine weitere Betrachtung der in Abb. 1 dargestellten Ergebnisse führt zur Erkenntnis, daß bei manchen Stationen die positiven, bei anderen dagegen die negativen P-Werte sichtlich überwiegen. Um diesen Sachverhalt etwas besser verfolgen zu können, wurde für den in der Abbildung benutzten Zeitraum von 48 Stunden das mittlere Störungsmaß $P = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^{n} P_i$ errechnet, wobei freilich eine Verzerrung der Ver-

hältnisse unvermeidbar ist, weil wieder die fehlenden Frequenzwerte in keiner Weise zahlenmäßig miterfaßt werden können. Trotz dieser Verzerrung läßt sich aber doch ein deutlicher Zusammenhang mit der jeweiligen erdmagnetischen Lage des Beobachtungsortes klar erkennen, wie dies Abb. 3 zeigt. Hier wurde $\overline{P}$ in Abhängigkeit von Φ_M aufgetragen, wobei sich ergibt, daß erstens neben der schon bekannten Abhängigkeit

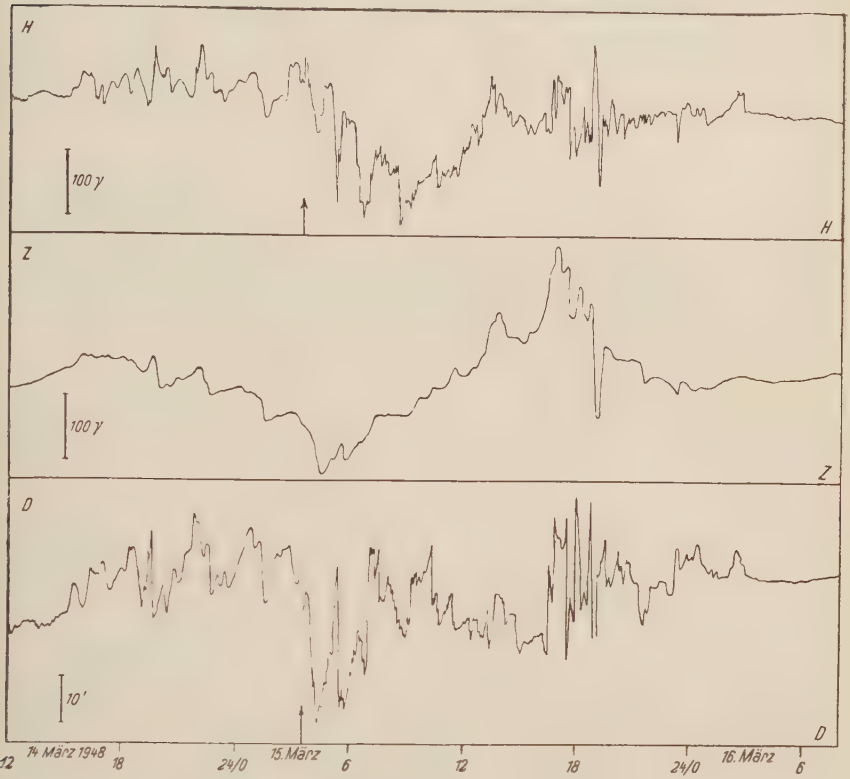

Abb. 2. Die erdmagnetische Störung von Mitte März 1948.

der kritischen Frequenzen $fF\,2$ [5] auch *Störungen* der Ionosphäre eine bislang unentdeckt gebliebene Abhängigkeit vom Magnetfeld der Erde aufweisen. Zweitens nähert sich mit zunehmender Breite die Störung immer mehr dem Typus a_2, während in Äquatornähe eine kräftige Zunahme der Elektronendichte, entsprechend dem Typus a_1, beobachtet wird. Drittens liefern schließlich die Stationen der Nord- (ooo) und der Südhalbkugel (xxx) ungefähr übereinstimmende Werte.

Es ist durchaus einleuchtend, daß dieser Befund für die Klärung der Frage, auf welche Ursachen diese ionosphärischen Störungen zurückzuführen sind, von wesentlichem Einfluß sein wird. Man könnte da

vielleicht an zwei Möglichkeiten denken: Die eine nimmt an, daß die Störung durch eine Verschiebung der Elektronen in der Richtung von den Polen weg zu geringeren (magnetischen) Breiten zustande kommt, wobei zunächst die weitere Frage nach der Ursache für diesen gewaltigen Elektronentransport offen bleibt. Mehr Wahrscheinlichkeit dürfte aber die zweite Annahme haben: Die Ionisierung stammt — zum Teil wenigstens — von einer ionisierenden Korpuskularstrahlung, die zu ungestörten Zeiten an allen Punkten die Erde (bzw. Ionosphäre) zu treffen vermag. Nach den Störmerschen Ansätzen über die Bewegung einer geladenen Korpuskel im Erdmagnetfeld [6] kann man berechnen, daß die Bedingung hierfür entweder eine sehr große Geschwindigkeit der Korpuskel ist, oder aber ein sehr kleiner Wert für die Massenladung e/m. Letzteres könnte man so erklären, daß beim Losreißen der positiven Teilchen von der Sonne bereits auch eine Anzahl Elektronen mitgerissen werden, wodurch die Korpuskelschwärme nach außen fast ungeladen erscheinen und wodurch dann auch auf dem Weg zur Erde ein Zerblasenwerden der Schwärme infolge elektrostatischer Abstoßungskräfte vermieden wird. In gestörten Fällen nun ändern sich — wahrscheinlich unter dem Einfluß zusätzlicher, in der Nähe von Sonnenflecken auftretender Magnetfelder — die Daten des Abfluges dieser Korpuskeln von der Sonne, womit sich auch der für die Teilchenbahnen erlaubte Raum derart ändert, daß nunmehr von diesen Strahlen die polnahen Gegenden nicht mehr getroffen werden können. (Die Nordlichterscheinungen, die ja auch auf eine Korpuskularstrahlung von der Sonne zurückgeführt werden, müssen deswegen keineswegs in gleicher Weise betroffen werden, weil es sich bei ihnen offensichtlich um eine andere Strahlenart handelt.) Eine Stütze für diese Anschauung darf vielleicht auch in folgender Beobachtung gesehen werden. Bei jenen Stationen, die im Störungsfall zu geringe Frequenzen aufweisen, zeigen die aufeinanderfolgenden, stündlichen P-Werte nur geringfügige Schwankungen, während bei den äquatornahen Stationen die positiven P-Werte recht beträchtlich von Stunde zu Stunde variieren. Im ersteren Fall kommen eben überhaupt keine Korpuskel an, so daß nur die Ionisierung durch die UV-Strahlung übrig bleibt, während im letzteren Fall die Elektronendichte in der $F2$-Schicht je nach der Stärke der ankommenden Korpuskularstrahlung schwankt.

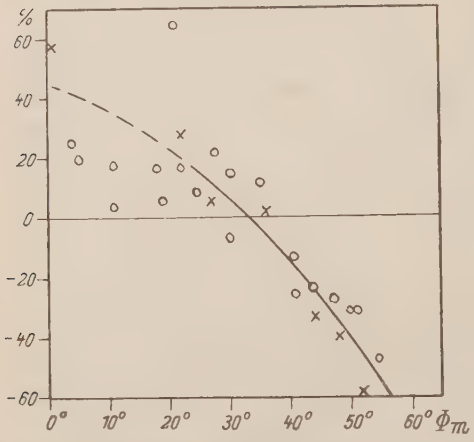

Abb. 3. Die Größe der Störung (Störungsmaß $\overline{P}$) in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite der Beobachtungsstation.

Es mag schließlich von Interesse sein, wie es zur Zeit der Störung auf der Sonne aussah. Aus der jetzt vielfach üblichen synoptischen Karte im obersten Teil der Abb. 4 kann man alle am Zentralmeridian beobachteten Erscheinungen entnehmen. Die Karte ist einer Veröffentlichung der „Observations Solaires" entnommen, die regelmäßig vom „Service de Prévision Ionosphérique Marine" [7] herausgegeben werden. Das Beobachtungsmaterial stammt vorwiegend von den Observatorien Wendelstein, Schauinsland, Potsdam (alle Deutschland), Kanzelhöhe

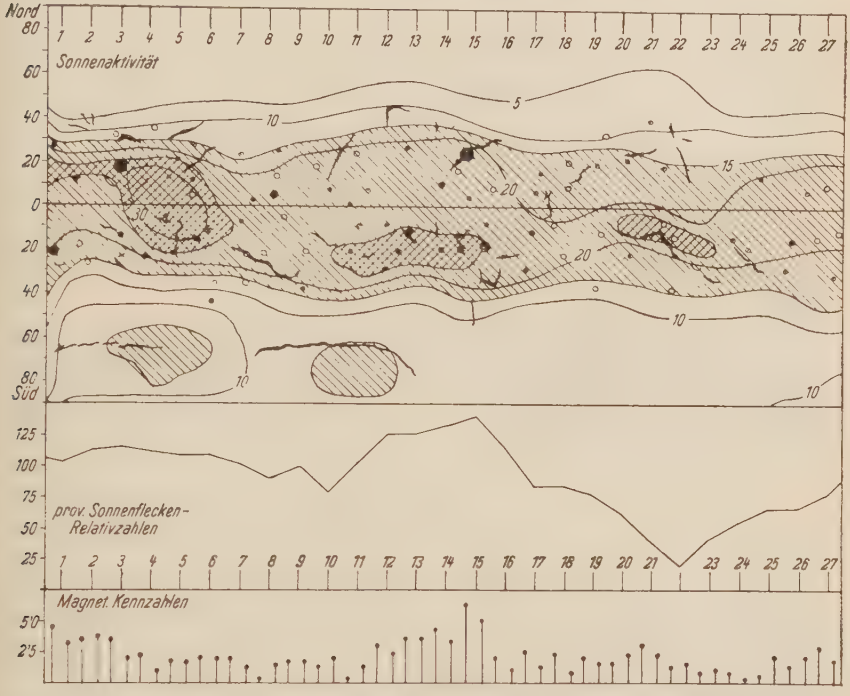

Abb. 4. Synoptische Karte der Sonnenoberfläche mit Isophoten der Koronalinie, die prov. Sonnenfleckenrelativzahlen (Zürich) und die erdmagnetischen Kennziffern (Cheltenham) für 1. bis 27. März 1948.

(Österreich) und Pic du Midi (Frankreich). Im Diagramm entspricht oben Norden und rechts Osten, so daß also die Darstellung seitenverkehrt den Sonnenanblick wiedergibt. Für die Sonnenbreiten wurde (wie eingetragen) ein linearer Maßstab verwendet, polnahe Breiten erscheinen also gegenüber ihrer wahren Ausdehnung vergrößert. Neben den Fackeln und Fleckengruppen wurden auch Linien gleicher Helligkeit für die grüne Koronalinie $\lambda = 5303$ Å eingetragen, indem Mittelwerte der Beobachtungen am Ost- und Westrand der Sonne genommen wurden. Die Werte sind somit auf den Zentralmeridian bezogen, wobei vorausgesetzt wurde, daß die Änderung der Intensität in 7 Tagen genügend klein bleibt. Im unteren Teil der Abb. 4 sind noch für allfällige weitere Ver-

gleichszwecke die provisorischen Züricher Sonnenfleckenrelativzahlen und die dreistündlichen magnetischen Kennziffern (Halbtagssummen $\sum_{0}^{12} k$ bzw. $\sum_{12}^{24} k$) des Observatoriums Cheltenham [8] dargestellt. Wie man aus dieser letzten Abbildung ersieht, war gerade um die fragliche Zeit die Sonnentätigkeit auffallend groß und die Koronahelligkeit erreichte ebenfalls Werte, die über dem Durchschnitt liegen. Es ist aber dennoch nicht möglich, die hier beschriebene Ionosphärenstörung einer ganz bestimmten Erscheinung auf der Sonne zuzuordnen. Eine weitere Forschung auf diesem Spezialgebiet wird sich aber nicht nur mit den Zusammenhängen zwischen terrestrischen und solaren Störungen befassen müssen, sondern es wird auch festzustellen sein, ob in allen Störungsfällen der beschriebenen Art die gleichen Erscheinungen auftreten oder ob sich nicht vielleicht von Fall zu Fall Verschiedenheiten einstellen. Ich glaube, ein besonderes Augenmerk sollte dann auch der Frage geschenkt werden, ob in allen Störungsfällen die Zeit der Hauptstörung in die Morgenstunden fällt, wie es hier der Fall war, denn daraus dürften sich wichtige Schlüsse über die Eigenschaften der Korpuskularstrahlung ziehen lassen.

Zum Schluß möchte ich auch an dieser Stelle allen Institutionen und Observatorien danken, die mich durch Einsendung ihres Beobachtungsmaterials unterstützt haben, vor allem Herrn Direktor Newbern Smith vom Central Radio Propagation Laboratory, Washington, der mir die Daten von fast 20 Stationen überließ.

Literaturverzeichnis.

1. Stoffregen, W.: Terr. Mag. **53**, 3, 269 (1948).
2. Dieminger, W.: Fiat Review of German Science, Band Geophysics I, 1948.
3. International Radio Propagation Conference, IRPL — C 46 (1944).
4. Dieminger, W.: loc. cit.
5. Appleton, E.: Science, **106**, 2740, 17 (1947).
   Bailey, D. K.: Terr. Mag. **53**, 1, 35 (1948).
6. Chapman, S. und J. Bartels: Geomagnetism, Band II, S. 834ff. Oxford 1940.
7. Observations Solaires, SPIM-O 21, Service de Prévision Ionosphérique Marine, August 1948.
8. Terr. Mag. **53**, 2, 167 (1948).

551.543.3 (469.9)

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien.)

Gesetzmäßige Luftdruckschwankungen im Bereich des Azorenhochs während des Spätwinters 1947/48.

Von

L. Kletter.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Es wird gezeigt, daß die Schwankungen des Azorenhochs im Spätwinter 1947/48 eine strenge Gesetzmäßigkeit aufweisen. Die harmonische Analyse des Luftdruckganges in *Funchal* auf der Insel Madeira ergibt an einer Stelle des betrachteten Zeitintervalles ein gleichzeitiges Auftreten von Extrema der Teilschwingungen, also einen einfachen Spiegelungspunkt. Von zehn berechneten Teilschwingungen tritt die 36tägige Luftdruckwelle mit einer sehr großen Amplitude besonders hervor. Der Habitus der Luftdruckkurve von Funchal wurde im Spätwinter 1947/48 eindeutig von der 36tägigen Luftdruckwelle geprägt.

Summary. It is shown that the variations of the Azores High in late winter 1947/48 follow a strict rule. From the harmonic analysis of the march of pressure at Funchal on Madeira can be seen that, at one point of the considered time-interval, extremes of partial oscillations appear simultaneously, thus determining a point of symmetry. Among ten calculated partial oscillations the 36 days wave of pressure is particularly pronounced. The form of the pressure curve at Funchal in late winter 1947/48 is unmistakably dominated by the 36 days wave of pressure.

Résumé. On montre que les variations de l'anticyclone des Açores pendant la deuxième partie de l'hiver 1947/48 sont soumises à un rythme parfaitement déterminé. L'analyse harmonique de la pression à Funchal dans l'Ile de Madère révèle qu'en un point de l'intervalle considéré apparaissent simultanément des extrema des ondes partielles, c'est à dire un point de symétrie. Parmi les 10 ondes partielles calculées, celle de 36 jours apparaît avec une amplitude très forte. L'allure de la courbe de pression de Funchal à la fin de l'hiver 1947/48 est nettement dominée par l'onde de 36 jours.

Im Bereich des subtropischen Hochdruckgürtels nimmt das *Azorenhoch* im Hinblick auf die Witterungsverhältnisse des Nordatlantischen Ozeans und Europas eine besondere Stellung ein. Schon Teisserenc de

Bort nennt das Gebiet um die Azoren ein *Zentrum der Aktion der Atmosphäre*. Der im Mittel hohe Luftdruck im Gebiet von 15° bis 39° nördl. Breite und zwischen 15° und 27° westl. Länge unterliegt Schwankungen, die schon Gegenstand zahlreicher Bearbeitungen waren. Eine Hauptkomponente der Druckschwankung hängt mit der jahreszeitlich bedingten Ortveränderung des Azorenhochs zusammen, das im Winter vorübergehend weit nach Süden reicht, im Sommer aber nach Norden verschoben ist. Nachstehende Zahlen (aus J. Hann [*1*] und H. Ficker [*2*]) der Monatsschwankungen des Luftdruckes über den Azoren und Teneriffa geben ein anschauliches Bild der stark unterschiedlichen Verhältnisse in der kalten und warmen Jahreszeit.

Tabelle 1. *Schwankung des Luftdruckes.*

	Winter	Sommer	Jahr
Azoren	28,5	14,0	39,5
Teneriffa	13,2	6,5	20,9

Die Monatsschwankungen des Luftdruckes sind an beiden Stationen im Winter doppelt so groß als im Sommer. In der warmen Jahreszeit ist eben die „Sperrwirkung" des Azorenhochs gegen die „Wanderstörungen der Westwindzone", wie Ficker [*2*] sich ausdrückt, viel größer als im Winter, wo sogar das um 10° südlicher als die Azoren gelegene Teneriffa noch bedeutende Druckschwankungen aufweist. Bemerkenswert ist auch die Tatsache, daß in der Höhe von Izana, der Hochstation von Teneriffa in 2367 m, die Veränderlichkeit der Monatsmittel etwa dreimal so groß ist als in den unteren Luftschichten der Insel. Nachstehende Zahlen Fickers [*2*] lassen erkennen, daß die Werte für Winter und Frühling in der Größenordnung der Veränderlichkeit der Monatsmittel auf der Zugspitze entsprechen.

Tabelle 2. *Veränderlichkeit der Monatsmittel (1916—1923).*

	Laguna	Izana	Zugspitze
Winter	0,46°	*1,47°*	1,23°
Frühling	0,47	1,42	1,49
Sommer	*0,62*	0,81	1,12
Herbst	0,50	0,81	1,64

Ficker [*2*] kommt zu dem Schluß, „daß die Kanaren in einem Wintermonat durchaus vom Azorenhoch beherrscht sein können, während in einem anderen Jahr der gleiche Monat von der Witterung der Westwindbreiten beherrscht sein kann. So war z. B. der Februar 1920 auf Izana um 8,8° kälter als der Februar 1915 und war außerdem durch starke Bewölkung und Niederschläge ausgezeichnet, d. h. *Teneriffa war temporär in das Witterungsregime der sonst nördlicher liegenden Westwindzone einbezogen.*"

Auch andere Meteorologen haben auf die großen Schwankungen des Azorenhochs aufmerksam gemacht. Chromow [3] nennt die angebliche Beständigkeit der subtropischen Antizyklonen eine „klimatologische Fiktion". Denn in Wirklichkeit fände man in der Gegend der Azoren ein besonders häufiges Auftreten von Antizyklonen derart, daß die in diesem Gebiet gerade vorhandene Antizyklone sich abschwäche oder überhaupt verschwände, aber bald wieder durch eine neue ersetzt werde. Endlich bemerkt Roschkott [4] unter dem Eindruck der großen Schwankungen des Azorenhochs, „daß die Vorstellung eines dynamisch erzeugten, stabilen Hochdruckgürtels nicht recht gerechtfertigt ist".

Im Hinblick auf die großen Schwankungen des Luftdruckes über den Azoren, die offenbar den Druckschwankungen innerhalb der Westwindzone manchmal nicht viel nachstehen, ja im Niveau der Zugspitze wenigstens im Winter und Frühling von gleicher Größenordnung sind, liegt die Vermutung nahe, daß die Druckschwankungen im Gebiet der Azoren in ähnlicher Weise wie die in der Westwindzone ziemlich regellos verlaufen und sich zumeist als ein Resultat von Zufälligkeiten ergeben. Es läßt sich aber zeigen, daß die Schwankungen des Azorenhochs zumindest zeitweise gewissen Gesetzmäßigkeiten unterworfen sind. Vorliegende Arbeit versucht den Nachweis zu erbringen, daß im Spätwinter 1947/48 sogar strenge Gesetzmäßigkeiten in den Luftdruckschwankungen der Station *Funchal* auf Madeira, die dem Bereich des Azorenhochdruckes angehört, aufgefunden werden können.

I. Der Luftdruckgang in Funchal vom 19. Jänner bis 30. März 1948.

Im Spätwinter 1947/48 erfolgten häufige Vorstöße des Subtropenmaximums aus dem Raum zwischen den Azoren und Spanien gegen die Britischen Inseln bzw. das etwas weiter im Westen gelegene Seegebiet. Die Folge davon war ein verstärktes, vom Nordatlantischen Ozean gegen das europäische Festland gerichtetes Druckgefälle, das die Intensität der Westwettereinbrüche nach Mitteleuropa beträchtlich erhöhte. Fast alle österreichischen Wetterstationen verzeichneten im Jänner und Februar 1948 einen Niederschlagsreichtum, der vielfach das Doppelte oder Dreifache der Normalmenge überschritt. Die kräftigen, meist über die Insel Madeira hinwegführenden Hochdruckvorstöße reizten zu einer Untersuchung des Luftdruckganges der Station Funchal ($\lambda = 16°\,55'$, $\varphi = 32°\,28'$ $h = 25$ m), deren Wettermeldungen in den synoptischen Karten regelmäßig eingetragen sind. Zu der Untersuchung wurden die 06 Uhr-GMT Beobachtungen von Funchal in der Zeit vom 19. Jänner bis 30. März 1948, also eines Zeitabschnittes von 72 Tagen, verwendet. Der Verlauf dieser 72tägigen Luftdruckkurve ist in Abb. 1 dargestellt.

Am 20. Jänner beginnt der Luftdruck in Funchal zu fallen. Nach Erreichen eines Minimums am 27. Jänner erfolgt wieder Druckanstieg; das Subtropenhoch beginnt sich im Raum westliches Mittelmeer—Spanien-

—Azoren zu verstärken und nach Nordosten vorzustoßen.[1] Am 2. Februar erreicht Funchal um 06 Uhr GMT einen Luftdruck von 1028 mb. Eine Zelle des Hochdruckgebietes liegt über Spanien mit 1035 mb, eine zweite Zelle ebenfalls mit 1035 mb über den Alpen. Die letztere stellt den beweglichen Teil des Hochdruckgebietes dar und ist am folgenden Tag bereits zum Balkan abgewandert. Der südliche Hochdruckanteil ist von größerer Stabilität, was auch aus der Druckkurve in Abb. 1 ersichtlich ist. Der Luftdruck in Funchal hält sich vom 30. Jänner bis 11. Februar in den Grenzen zwischen 1023 und 1029 mb. Die quasistationäre subtropische Hochdruckzelle liegt in diesem Raum entweder über Spanien oder im Seegebiet westlich davon. Den höchsten Druck 1029 erreicht Funchal im fraglichen Zeitabschnitt am 9. Februar. Eine große Hoch-

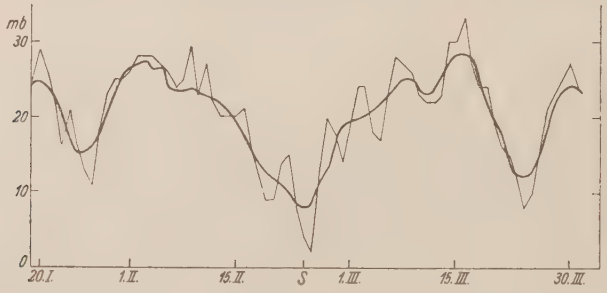

Abb. 1.
——— Luftdruckgang in Funchal vom 19. Jänner bis 30. März 1948.
——— Übergreifende Pentadenmittel des Luftdrucks in Funchal vom 19. Jänner bis 30. März 1948.

druckzelle mit 1030 mb liegt an diesem Tag im Raum Spanien und westlich davon bis 23° westl. v. Greenwich. Ein Ausläufer dieses Hochs erstreckt sich westlich der Britischen Inseln bis Island.

Nach dem 11. Februar beginnt sich die Druckkurve von Funchal zu senken: das Subtropenhoch schwächt sich an dieser Stelle allmählich ab. Der absteigende Teil der Druckkurve weist einige Haltepunkte und Umkehrstellen auf, nach denen der Luftdruck für kurze Zeit wieder ansteigt. Doch die große Tendenz des Luftdruckes von Funchal in dem betrachteten Zeitintervall ist seine fortschreitende Verminderung, die bis zum 25. Februar andauert. Die Entwicklung der europäischen Wetterlage vom 11. bis 25. Februar verläuft in der Weise, daß es am 14. Februar über Nordeuropa zur Anlage eines starken Hochdruckgebietes kommt, das sich mehr und mehr kräftigt und am 19. Februar über Südnorwegen eine Stärke von 1045 mb erreicht. Im Raum Azoren—Spanien—Mittelmeer wird in Übereinstimmung mit dem absteigenden Ast der Druckkurve in Abb. 1 der Druck immer tiefer. Charakteristisch für die Entwicklung ist die Wetterlage am 21. Februar, die einen Hochdruckgürtel

[1] Vergleiche die synoptischen Wetterkarten von Europa und dem Nordatlantischen Ozean vom 19. Jänner bis 30. März 1948.

im Norden von Europa und eine Zone tiefen Druckes bei etwa 40° nördl. Breite zeigt, dem Gebiet, das eine Woche vorher noch unter der Einwirkung hohen Luftdruckes stand. Der Raum Azoren-Madeira-Spanien-Mittelmeer ist jetzt eine Zugstraße von Tiefdruckgebieten geworden, in der die nächstfolgende Zyklone immer einen tieferen Druck aufweist als die vorangegangene. Der gezähnte Verlauf des absteigenden Astes der Luftdruckkurve von Funchal ist nun leicht zu deuten; an den Zyklonenrückseiten steigt der Luftdruck solange an, bis Funchal in den Einflußbereich der nächsten Zyklone kommt, auf deren Vorderseite dann der Druck weiterhin gesenkt wird. Die Unterbrechungen des Druckfalles sind demnach nur als Störungen des allgemeinen großzügigen Druckverlaufes zu werten. Der Luftdruck erreicht in Funchal am 25. Februar mit 1002 mb seinen Tiefstand.

In der folgenden Periode nimmt nun der Luftdruck, immer wieder durch Druckerniedrigungen unterbrochen, zu. Das Maximum wird am 16. März mit 1033 mb erreicht. Im Zeitabschnitt 25. Februar bis 16. März tritt über Nordeuropa allmähliche Senkung des Luftdruckes, im Raum Azoren-Spanien dagegen ein Wiedererstarken des Hochdruckes ein. Die Entwicklung in der Zeit vom 25. Februar bis 16. März verläuft demnach zu der vom 11. Februar bis 25. Februar in genau entgegengesetzter Richtung. Der gezähnte Verlauf im ansteigenden Teil der Druckkurve ist wiederum eine Folge der Zyklonenpassage im Gebiete der Azoren. Nähert sich eine Zyklone, dann tritt Druckerniedrigung ein, entfernt sie sich, so steigt der Druck. Die nächst folgende Zyklone zieht aber auf einer nördlicher gelegenen Bahn, so daß beim Näherkommen der nächsten Zyklone der Druck zwar vorübergehend gesenkt wird, der ganze Vorgang sich jedoch schon auf einem höheren Druckniveau abspielt. Die große allgemeine Tendenz der Entwicklung vom 25. Februar bis 16. März ist der Druckanstieg im Raume Azoren-Spanien. Die Zähne im aufsteigenden Ast der Luftdruckkurve ergeben sich als Störungen der übergeordneten deutlich erkennbaren Entwicklungstendenz.

Am 16. März liegt der Raum Azoren—Spanien wieder unter Hochdruckeinfluß. Die Tiefdruckzone ist weit nach Norden verschoben. Der weitere Luftdruckgang in Funchal zeigt vom 16. bis 24. März stetigen, kaum unterbrochenen Abstieg. In der europäischen Wetterentwicklung spiegelt sich dieser Verlauf in einer Verschiebung des Hochdruckschwerpunktes nach Nordosten in den west- bis mitteleuropäischen Raum. Zwischen Spanien-Madeira weist das Hochdruckgebiet zyklonale Einbuchtungen auf. Das letzte Stück der Kurve in Abb. 1 geht steil nach aufwärts. Über den Azoren herrscht wieder hoher Druck.

Zusammenfassend kann die Feststellung gemacht werden, daß der Luftdruckgang von Funchal demnach ein Hauptminimum von 1002 mb am 25. Februar, und zwei Nebenminima am 27. Jänner mit 1011 mb und am 24. März mit 1008 mb aufweist. Ferner kommen zwei Maxima, eines am 9. Februar mit 1029 mb, das andere am 16. März mit 1033 mb vor. Besonders der aufsteigende und absteigende Hauptast der Kurve weist Zahnungen auf, die als untergeordnete Störungen einer deutlich erkenn-

baren Großentwicklung gedeutet werden können. Um diese Störungen mehr in den Hintergrund zu verlegen und die Hauptzüge des allgemeinen Luftdruckverlaufes noch deutlicher hervortreten zu lassen, wurden übergreifende fünftägige Mittelwerte der 06 Uhr-GMT-Luftdrucke von Funchal berechnet. Der berechnete Wert wurde jeweils auf den mittleren Tag der Pentade bezogen. Das Resultat ergibt dann eine viel ausgeglichenere Kurve, deren Verlauf ebenfalls in Abb. 1 dargestellt ist.

II. Harmonische Analyse der ausgeglichenen Druckkurve.

Um irgendwelche in der Zeit vom 19. Jänner bis 30. März 1948 im Luftdruckgang von Funchal möglicherweise verborgenen Gesetzmäßigkeiten aufzudecken, wurde die in Abb. 1 dargestellte durch übergreifende Pentadenmittel ausgeglichene Druckkurve der harmonischen Analyse unterzogen. Die Rechnung wurde für 24 Ordinaten in der Weise ausgeführt, daß, beginnend mit 19. Jänner, die Ordinaten jedes dritten Tages fortschreitend zur Analyse verwendet wurden. Der Druckgang wurde dargestellt durch die Funktion:

$$y = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty}{}' a_i \cos i \cdot t + \sum_{i=1}^{\infty}{}' b_i \sin i \cdot t.$$

Die Werte der ausgerechneten Konstanten a_i und b_i sind in Tab. 3 verzeichnet.

Tabelle 3. *Werte der Konstanten a_i und b_i.*
$a_0 = 20{,}112$.

a_1	b_1	a_2	b_2	a_3	b_3	a_4	b_4
+ 2,335	— 1,231	— 5,227	+ 1,532	+ 2,469	— 0,102	+ 1,508	+0,433
a_5	b_5	a_6	b_6	a_7	b_7	a_8	b_8
+ 3,307	— 1,756	+ 1,275	— 0,350	+ 0,133	+ 1,134	— 0,800	+0,072
a_9	b_9	a_{10}	b_{10}	a_{11}	b_{11}		
+ 0,065	+ 0,314	— 0,248	— 0,388	— 0,309	+ 1,139		

Die ersten fünf Teilschwingungen der harmonisch analysierten Funktion $y = f(t)$ sind durch die folgenden Gleichungen definiert:

$$y_1 = 2{,}64 \cdot \sin (t \quad - 62^\circ\, 12'\, 08'')$$
$$y_2 = 5{,}45 \cdot \sin (2t - 73^\circ\, 39'\, 50'')$$
$$y_3 = 2{,}47 \cdot \sin (3t - 87^\circ\, 38'\, 04'')$$
$$y_4 = 1{,}57 \cdot \sin (4t + 73^\circ\, 58'\, 46'')$$
$$y_5 = 3{,}74 \cdot \sin (5t - 62^\circ\, 01'\, 54'').$$

Im Bogenmaß ausgedrückt, beträgt die Bogenlänge eines Tages der 72tägigen Periode 0,0873 Einheiten. Die Schwingungsdauer der ersten

Sinusschwingung ist $T_1 = 72$ Tage, die der zweiten Teilschwingung $T_2 = 36$ Tage, die der dritten $T_3 = 24$ Tage, der vierten $T_4 = 18$ Tage und der fünften $T_5 = 14{,}4$ Tage.

Die fünf dargestellten Sinusschwingungen zeigen ein ganz auffälliges Verhalten. Die Sinusschwingungen haben nicht an allen Stellen des Intervalls $(0{,}2\,\pi)$ eine Phasendifferenz. An einer einzigen Stelle t_E sind die Schwingungen nahezu phasengleich, bzw. tritt dort fast genau die gerade entgegengesetzte Phase auf. Genauer ausgedrückt treten an dieser kritischen Stelle t_E im Intervall $(0{,}2\,\pi)$ bestimmte Extrema der fünf Teilschwingungen fast *gleichzeitig* auf. Zusammenfallende Extrema sind aber die Bedingung für einen *einfachen Spiegelungspunkt* (L. Weickmann [5]). An der Stelle t_E liegt vermutlich ein Symmetriepunkt der Funktion $y = f(t)$.

Um die Frage des vermuteten Symmetriepunktes an der Stelle t_E einer noch eingehenderen Prüfung zu unterziehen, sind noch weitere fünf Glieder der Fourierschen Reihe entwickelt worden. Der Untersuchung stehen dann insgesamt zehn Glieder zur Verfügung. Von allen zehn Teilschwingungen wurden sämtliche Abszissen t_e berechnet, an denen Extrema vorhanden sind. In Tab. 4 sind die Abszissen t_{E_i} der nahezu zusammenfallenden Extrema im Intervall $(0{,}2\,\pi)$ verzeichnet.

Tabelle 4. *Eintrittszeiten der t_{E_i} der zusammenfallenden Extreme der Teilschwingungen.*

λ_i ..... Wellenlänge der Teilschwingungen in Tagen.
D_i ..... Kalendertage der entsprechenden t_{E_i}.

λ_i	72	36	24	18	14,4
t_{E_i}	2,6564	2,9991	3,1278	*3,2115*	3,0440
D_i	18. II.	22. II.	24. II.	25. II.	23. II.
λ_i	12	10,3	9	8	7,2
t_{E_i}	*3,0969*	3,2731	*3,1304*	3,2936	3,2418
D_i	24. II.	25. II.	24. II.	26. II.	25. II.

Die t_{E_i}-Werte, an denen Maxima auftraten, sind kursiv gedruckt: die übrigen Werte entsprechen Minima der Funktion $y = f(t)$. Um die Stelle im Intervall herauszufinden, an der näherungsweise der vermutete Symmetriepunkt liegt, wurde das arithmetische Mittel der t_{E_i}-Werte bestimmt. Es ergibt sich:

$$t_E = \frac{\sum_{i=1}^{10} t_{E_i}}{10} = 3{,}1075.$$

Dieser Wert ist nahezu $= \pi$, von dem er nur um den Betrag $-0{,}0340$, das ist etwa um ein Drittel eines Tages, abweicht.

Man sieht aus Tab. 4, daß die Werte t_{E_i} immer sehr nahe bei π bleiben. Die Abszisse des Symmetriepunktes $t_{12} = \pi$ entspricht dem 24. Februar 1948. *Der Luftdruckgang in Funchal vom 19. Jänner bis 30. März 1948 verläuft also spiegelbildlich. Der Spiegelungspunkt fällt sehr genau auf den 24. Februar 1948.* Daß die Symmetrie von hoher „Güte" ist, ergibt sich bei Verwendung des Korrelationskoeffizienten zwischen der Beobachtungsreihe und der um den Symmetriepunkt umgeklappten Reihe als Symmetriemaß. Er beträgt: 0,91. Die Güte der Symmetrie ist also außerordentlich hoch. Selbst die nicht ausgeglichene Kurve in Abb. 1 besitzt noch die hohe Gütezahl $r = 0{,}77$.

III. Weitere Ergebnisse der harmonischen Analyse.

In Tab. 5 sind die Amplituden der ersten 10 Teilschwingungen angegeben. Weitaus den größten Betrag gegenüber allen anderen Amplituden hat diejenige der Schwingung mit der Periode 36. Sie tritt mit einem Betrag von 5,45 besonders hervor.

Tabelle 5. *Amplituden der einzelnen Teilschwingungen.*

λ_i	72	36	24	18	14,4	12	10,3	9	8	7,2
A_i	2,64	5,45	2,47	1,57	3,74	1,32	1,14	0,80	0,32	0,46

Es ist die in der Literatur seit M. MARGULES [*6*] bekannte 36tägige Luftdruckwelle, die L. WEICKMANN [*7*] als eine Erscheinung des „maritim-kontinentalen Systems" erkannt hat. Letzterer zeichnete Isamplituden und Isophasen der 24tägigen und 36tägigen, durch harmonische Analyse aufgefundenen Druckwellen und fand für die erstere geschlossene, den Pol umgebende Kurven mit Höchstwerten über Spitzbergen. Die Theorie ergab, daß die 24tägige „polare Welle" durch ein rhythmisches Abtropfen polarer Luftmassen zustande kommt, hervorgerufen durch das verschiedene thermische Verhalten der Luftmassen polarer und gemäßigter Breiten (SCHWERDTFEGER [*10*]).

Die Isamplitude der 36tägigen Druckwelle zeigt ein Maximum über dem Nordatlantik südwestlich von Irland und ein gleichstarkes mit umgekehrtem Vorzeichen über dem europäischen Rußland. Die zugehörigen Phasen weisen dabei Unterschiede von etwa 180° auf. Aus dieser Amplituden- und Phasenverteilung geht hervor, daß die 36tägige Welle von ganz anderem Charakter ist, als die 24tägige Polarwelle. Während letztere der Ausdruck quasiperiodischer Schwingungen längs der Meridiane ist, entsteht die 36tägige Welle durch Schwingungen längs Parallelkreisen. H. LETTAU [*9*] konnte durch Verfolgung der einzelnen dem System der 36tägigen Welle angehörigen Hochdruck- und Tiefdruckgebiete und ihrer Verlagerung von zwei zu zwei Tagen direkt nachweisen, daß die 36tägige Welle eine bemerkenswerterweise von Ost nach West gerichtete Schwingung ist. Er fand ferner, daß man es in der 36tägigen Welle sehr wahrscheinlich zu tun hat mit einer westwärts wandernden *Margulesschen*

Welle zweiter Art, Klasse 4 vom Typus 4, die bei Annahme einer Reibungskonstanten $k = 3{,}86 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{sec}^{-1}$ und einer Rotationsdauer der Sphäroidschale von 24 Stunden die Periode von 36 Tagen aufweist. Lettau [*9*] macht die Bemerkung, daß diese Periode ein ganzzahliges Teilstück der Jahresschwankung des Luftdruckes ist. Es erscheine berechtigt, die Zehnteljahresschwankung des Luftdruckes zu beachten, würden doch auch drittel- bis vierteltägige Perioden von Temperatur und Luftdruck einer theoretischen Behandlung als würdig erachtet.

Von Bedeutung ist auch die im Luftdruckgang von Funchal hervortretende 14,4tägige Schwingung. Sie hat eine Amplitude von der Größe 3,74 und kommt der von A. Defant [*11*] auf der nördlichen Halbkugel entdeckten Schwankung von 13 Tagen am nächsten. Alle anderen Schwingungen treten gegenüber den beiden Hauptwellen von 36 und 14,4 Tagen stark zurück. Die 24tägige Welle hat immerhin eine Amplitude von 2,47, ein Hinweis dafür, daß das „Abtropfen" der Polarluft im Spätwinter 1947/48 nach den von Weickmann [*8*] und Schwerdtfeger [*10*] aufgedeckten Gesetzmäßigkeiten erfolgte und daß die polare Tropfperiode in einem gewissen Maße an den Schwankungen des Azorenhochs mitbeteiligt war.

Zusammenfassend kann die Feststellung gemacht werden, daß *der Habitus der Luftdruckkurve von Funchal im Spätwinter 1947/48* eindeutig *von der 36tägigen Luftdruckwelle geprägt wurde.*

Literaturverzeichnis.

1. Hann, J.: Lehrbuch der Meteorologie, 3. Aufl.
2. Ficker, H.: Die meteorologischen Verhältnisse der Insel Teneriffa. Abh. preuß. Akad. Wiss. phys.-math. Kl. Nr. 1 (1930).
3. Chromow, S. P.: Einführung in die synoptische Wetteranalyse. Wien: Springer-Verlag. 1940.
4. Roschkott, A.: Studie über Luftdruckschwankungen im Gebiete des Azorenhochs. S.-B. Akad. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl., Abt. IIa, **135** (1926).
5. Weickmann, L.: Wellen im Luftmeer. Abh. math.-phys. Kl. Sächs. Akad. **39**, Nr. II. Leipzig 1924.
6. Margules, M.: Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale. Teil I u. II. S.-B. Akad. Wiss. Wien, April 1892.
7. Weickmann, L.: Das Wellenproblem der Atmosphäre. Meteorol. Z. **44**, 241—253 (1927).
8. — Neuere Ergebnisse aus der Theorie der Symmetriepunkte. Gerlands Beitr. z. Geophysik **34** (1931).
9. Lettau, H.: Theoretische Ableitung und physikalischer Nachweis einer 36tägigen Luftdruckwelle. Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, II. Serie, V, H. 2 (1931).
10. Schwerdtfeger, W.: Zur Theorie polarer Temperatur- und Luftdruckwellen. Veröffentl. d. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, II. Serie, **IV**, H. 5 (1931).
11. Defant, A.: Die Veränderungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. S.-B. Akad. Wiss. Wien, math.-naturw. Kl., Abt. IIa, **121** (1912).

551.594.11 (436):551.588.7

Über die Abhängigkeit des luftelektrischen Potentialgradienten von der Großstadtlage in Wien.

Von

G. F. Schilling und **H. Seper**, Wien.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. An Hand einer radial, vom Stadtrand zur Stadtmitte, durchgeführten Meßfahrt wird gezeigt, daß die unternormale Größenordnung des an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien kontinuierlich registrierten luftelektrischen Potentialgradienten auf eine stark erhöhte Leitfähigkeit zurückzuführen ist, die durch die Lage des Meßortes in einem nur schwach verbauten Villenviertel bedingt ist. Es wird die Abhängigkeit des Potentialgefälles von der Großstadtlage, d. h. typische Werte für einzelne Punkte innerhalb des Stadtgebietes, bestimmt. Die veröffentlichten Zahlen beweisen nicht nur, daß auch innerhalb eines verbauten Stadtgebietes verläßliche Werte des Potentialgefälles ermittelt werden können, sondern widerlegen auch die Ansicht, daß in der Höhe des Straßenniveaus in einer Stadt überhaupt keine nennenswerten Beträge des luftelektrischen Potentialfeldes zu erwarten wären.

Die gefundenen Werte zeigen einen Anstieg des Potentialgefälles vom Stadtrand zur Stadtmitte zu, während die polare Leitfähigkeit ein inverses Verhalten aufweist. Auf Grund der Untersuchungen wird ferner die Möglichkeit geschaffen, charakteristische Werte des luftelektrischen Feldes einer Großstadt durch eine umfassendere Berechnung von Reduktionsfaktoren zu bestimmen.

Summary. It is shown by means of a test-ride from the outer districts towards the centre of the city along a radius that the small order of magnitude of the atmospheric-electric potential-gradient, measured continuously at the Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Vienna, is caused by an increased electrical conductivity of the air, which is due to the place of the measurements in a garden district with a small number of houses and low traffic only. The dependence of the potential-gradient on the location within the town, that means the typical values of single spots are defined. The published figures do not only demonstrate the possibility to obtain reliable values of the potential-gradient within housing districts, but they also refute the opinion that one could not expect to find

remarkable atmospheric-electric fields on the level of streets and squares in a city.

The values show an increase of the potential-gradient from the border of the town towards the centre and a decrease of the polar conductivity of the air. Thereby the opportunity is created to define characteristic values of the atmospheric-electric field of a town by a more comprehensive calculation of the reducing factors.

Résumé. Une série de mesures effectuées de la périphérie au centre de la ville a montré que les gradients de potentiel électrique de l'air observés par enregistrement continu à la Station centrale de météorologie et de géodynamique à Vienne et trouvés inférieurs à la normale doivent cette diminution à une conductibilité fortement accrue, due à la position de l'immeuble dans un quartier à constructions espacées. On a établi des valeurs types du gradient de potentiel pour différents points de la ville. Ces valeurs prouvent non seulement qu'il est possible de déterminer convenablement le potentiel à l'intérieur d'une enceinte urbaine, mais réfutent aussi l'opinion selon laquelle il n'y aurait au niveau des rues d'une ville aucune valeur notable du potentiel électrique aérien. Celui-ci augmente de la périphérie vers le centre, tandis que la conductibilité polaire varie en sens contraire. Les recherches des auteurs permettent en outre de déterminer les valeurs caractéristiques du champ électrique d'une grande ville à l'aide de facteurs de réduction convenables.

Seit 1. Oktober 1947 werden an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien, Hohe Warte, kontinuierliche Registrierungen des Potentialgefälles durchgeführt. Die dabei ermittelten Durchschnittswerte sind als niedrig im Verhältnis zu Meßwerten zu betrachten, die an anderen Stationen sowohl in Europa als in Übersee erhalten werden.[1] Als mittelbare Ursache wurde von vornherein die besondere Lage der Zentralanstalt in einem schwach verbauten Villenviertel am Rande des Stadtgebietes angesehen. Ein Beweis, daß diese unternormale Größenordnung des Potentialgradienten der in dieser Lage stark erhöhten Leitfähigkeit zuzuschreiben ist, wird unter anderen in dieser Arbeit gegeben. Bevor jedoch diese Werte als charakteristisch für die mittlere luftelektrische Feldstärke in Wien angegeben werden konnten, wurde es als notwendig angesehen, die Abhängigkeit des Potentialgradienten von der Großstadtlage, d. h. die typischen Werte für einzelne Punkte innerhalb des Stadtgebietes selbst zu bestimmen. Darüber hinaus ergab sich hierbei die Möglichkeit, durch diese Untersuchungen die Normalwerte der kontinuierlichen Registrierungen auf eine umfassende Weise zu bestimmen. Damit ist eine Grundlage geschaffen, die bei der Berechnung der Reduktionsfaktoren luftelektrischer Potentialmessungen vorkommenden Unstimmigkeiten auszuschalten und eine bessere Übereinkunft der an verschiedenen Punkten der Erdoberfläche gefundenen Meßergebnisse, die bisher in den Absolutwerten der Feldstärke (ausgedrückt in Volt/Meter) stark differierten, zu erreichen.

[1] Lutz, C. W.: Gerlands Beitr. z. Geophys. **54**, 4 (1939). — Kuhn, H.: Z. f. Geophysik **9**, 238—252 (1933). — Sherman and Gish: Terr. Magn. 1932. — Lindholm, F.: Meteorol. Z. **44**, 401 (1927) u. a. m.

Die Ermittlung der im folgenden veröffentlichten Resultate erfolgte im Rahmen einer Meßfahrt, die radial vom Stadtrand zur Stadtmitte führte, wobei gleichzeitige Messungen des Potentialgradienten, der polaren positiven Leitfähigkeit, der Temperatur und der Luftfeuchtigkeit durchgeführt wurden. Für Vergleichszwecke war während derselben Zeit davon unabhängig an einem festen Orte ein Benndorf-Elektrometer in Betrieb.

Zur Messung des Potentialgefälles stand ein neuartiger, transportabler Feldstärkeschreiber System Seper zur Verfügung.[1] Es ist dies ein Quadrantenінstrument mit Nadelschaltung und Magnetfelddämpfung, dessen bewegliches System sensibel gelagert ist. Die Aufladung der Quadranten wird mittels Anodenbatterien erzielt. Das ganze Instrument ist in einem geerdeten, abnehmbaren Zinkblechkasten (35, 19, 18 cm), zugluftdicht abgeschlossen und elektrostatisch geschützt, untergebracht. Eine visuelle Beobachtung wird durch ein Glasfenster an der Oberseite des Schutzkastens ermöglicht. Um bei jeder Aufstellung die Registrierung bei völliger Ruhe des Zeigers zu einem genau bestimmten Zeitpunkt ausführen zu können, wurde die sonst automatische elektromagnetische Registriervorrichtung für die Dauer der Versuchsfahrt durch Drücken eines Kontaktes betätigt.

Die jeweils herrschende Feldstärke wurde über eine Stabantenne auf das Meßinstrument gebracht, wobei als Kollektor ein Poloniumpräparat (α-Strahler) von 50 e. st. E. mit einer aktiven Oberfläche von 5 mm^2 verwendet wurde. Der Kollektor, mit Pertinax und Bernstein isoliert, bildete das Ende der in ihrer Höhe verstellbaren Antenne, von der eine direkte Zuleitung zum Instrument führte. Die Anordnung der verstellbaren Antenne (Kurzantenne 2,70 m, Langantenne 3,80 m) wurde gewählt, um eine genaue Anpassung an die herrschende Feldstärke zu ermöglichen.

Die positive polare Leitfähigkeit der Atmosphäre wurde mit einem Gerdien-Aspirator gemessen und eine Aspirationsdauer von 5 Minuten eingehalten.[2] Die vor und nach der Meßfahrt durchgeführte Eichung des Apparates zeigte übereinstimmende Werte.

Die Bestimmung von Temperatur, Dampfdruck und relativer Feuchte wurde mittels eines Assmann-Aspirationspsychrometers durchgeführt.

Um die großräumigen Schwankungen des luftelektrischen Feldes während der Meßfahrt erkennen zu können, wurde während dieser Zeit im Turmzimmer der Zentralanstalt für Meteorologie 27 m über dem Erdboden mit einem Benndorf-Elektrometer[3] das Potential des Feldes kontinuierlich registriert.

Die Durchführung der Versuchsfahrt erfolgte am Vormittag des 8. August 1948. Der Tag fiel in eine Periode des hochsommerlichen Schön-

---

[1] Seper, H.: Wetter und Leben **1**, 17 (1948).

[2] Gerdien, H.: Göttinger Nachr. **1905**, 240.

[3] Benndorf, H.: Beitr. z. Kenntnis atm. Elektr. X. Akad. d. Wiss. Wien 1902.

wetters und war sehr warm. Morgens war geringe Altocumulus-Bewölkung zu finden, gegen 0700 GMT[1] erfolgte rasche Aufheiterung und bis abends blieb der Himmel wolkenlos.

Zur Beförderung der Apparate und der die Meßgeräte Bedienenden standen zwei Personenautos zur Verfügung, so daß die größtmöglichste Schnelligkeit bei der Durchführung gewährleistet war. Diese wurde angestrebt, um einer Änderung der Wetterlage und damit der generellen Versuchsbedingungen während der Gesamtdauer der Fahrt zu entgehen. Der Aufenthalt an den einzelnen Beobachtungsorten betrug jeweils ungefähr 12 Minuten und während dieser Zeit konnte eine exakte Ausführung der Messungen erfolgen.

Den Ausgangs- und Endpunkt der Fahrt bildete die Zentralanstalt für Meteorologie auf der Hohen Warte. Die übrigen Beobachtungsorte waren so gewählt worden, daß sie ungefähr auf dem Radius eines Kreises mit dem Stephansplatz als Mittelpunkt lagen (siehe Abb. 1). Der Aufstellungsort der Meßgeräte erfolgte auf größeren Plätzen möglichst so, daß keine störenden Objekte in der Nähe waren, die eine Verfälschung des luftelektrischen Feldes bewirkt hätten. Wie Voruntersuchungen ergeben hatten, war eine Minimaldistanz zwischen Meßantenne und Hauswand von 15 m (bei einer Gebäudehöhe von 18 m) erforderlich[2], um bei Vergrößerung dieser Distanz keine Änderung des Ausschlages mehr zu verursachen. Für die Versuchsfahrt waren die Meßpunkte so gewählt, daß im allgemeinen ein Abstand von 20 m von Häusern, Bäumen, Masten etc., überschritten wurde. Die Messungen der Leitfähigkeit erfolgten immer gegen das Erdfeld geschützt und im Schatten.

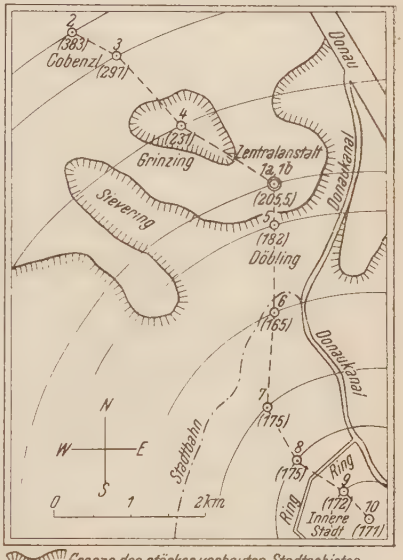

Abb. 1.

In Tab. 1 sind sämtliche Meßergebnisse in ihrer zeitlichen Aufeinanderfolge enthalten. Es ist zu beachten, daß die Spalte VI die Veränderungen des luftelektrischen Potentialfeldes an Hand der Aufzeichnungen des Benndorf-Elektrometers angibt und damit die Grundlage für die späteren Reduktionsberechnungen liefert.

Bereits die Diagramme der Abb. 2 lassen eine Deutung der Ergebnisse zu. Der *Anstieg des Potentialgradienten vom Stadtrand gegen das*

[1] Wiener Ortszeit = GMT + 1 Stunde 5 Minuten 20,4 Sekunden.

[2] Siehe auch Benndorf, H.: Beitr. z. Kenntnis atm. Elektr. XXIII. Akad. Wiss. Wien, CXV, IIa, April 1906.

Tabelle 1. *Meßergebnisse in zeitlicher Aufeinanderfolge.*

Beobachtungsort	Seehöhe m	Entfernung von Stadtmitte in km	Zeit der Messung GMT	Potentialgradient V/m	Potential gleichzeitig bei (1) in Volt	Positive polare Leitfähigkeit e. st. E. 10^{-4}	Temp. °C	Dampfdruck mm Hg	Relative Feuchte %	Reduktionswert V/m
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
1a Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik	202,5	4,6	0635	59,7	132	1,159	20,2	15,1	85	45,4
2 Schloß Kobenzl	383	7,6	0708	56,6	136	1,168	22,0	15,0	76	41,6
3 Krapfenwaldl	297	7,0	0726	63,1	140	1,093	20,8	15,3	83	45,0
4 Am Himmel	231	5,8	0741	87,0	132	—	22,7	14,9	72	67,9
5 Vorortelinie	182	4,1	0758	90,7	128	1,084	22,9	15,1	72	70,8
6 Lichtenwerderplatz	165	3,0	0811	92,6	124	1,057	23,8	14,7	67	74,6
7 Physik. Institut	175	2,0	0828	90,7	120	0,913	23,7	14,7	67	75,6
8 Votivkirche	175	1,2	0843	54,7	125	0,905	25,4	14,5	60	—
9 Am Hof	172	0,5	0855	90,8	120	0,823	25,0	14,7	62	75,6
10 Stephansplatz	171	0,0	0906	49,5	112	0,891	26,6	14,7	56	—
1b Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik	202,5	4,6	0928	50,1	110	1.174	24,0	15,2	58	45,5

Stadtinnere zu ist erkennbar. Es fallen jedoch die Werte der Beobachtungsorte 8 und 10 heraus. Als Ursache der an diesen Stellen relativ niedrigen Beträge der Feldstärke sind die in der Nähe der Meßorte stehenden Türme der Votiv- bzw. Stephanskirche anzusehen, die eine Hebung der Feldlinien bewirken (siehe Tab. 1 sowie Abb. 2). Der Abstand der Meßgeräte (ca. 20 m) konnte in beiden Fällen nicht groß genug gewählt werden, um eine Verfälschung der Feldlinien vermeiden zu können. Die beiden Werte sind also für diese Untersuchung als nicht charakteristisch anzusehen und müssen leider eliminiert werden. Jedoch sind auch noch diese Werte beträchtlich höher, als daß sie der Ansicht entsprechen würden, daß in der Höhe des Straßenniveaus überhaupt kein nennenswertes luftelektrisches Feld erwartet werden könnte.

Die Werte der Leitfähigkeit sinken gegen das Stadtzentrum zu und erreichen im verbauten Stadtgebiet kleine Werte. Dieses

Verhalten ist der Zunahme des Rauch- und Staubgehaltes im Stadtinneren zuzuschreiben und stimmt größenordnungsmäßig mit den Zahlen überein, die G. R. WAIT[1] 1945 in Washington D. C. bei ähnlichen Messungen der Leitfähigkeit gefunden hat.

Das entgegengesetzte Verhalten von Leitfähigkeit und Potentialgradient und ihr kontinuierliches Absinken, bzw. Ansteigen bis zum Erreichen des Stadtkernes weisen eindeutig darauf hin, daß das Gefälle des Potentials auch innerhalb des Stadtgebietes bei Fehlen anderer atmosphärischer Einflüsse (Wolken, angehäufte Raumladungen usw.), durch die Leitfähigkeit der bodennahen Luftschichten bedingt ist. Die hier veröffentlichten Zahlen beweisen, daß auch innerhalb eines verbauten Stadtgebietes verläßliche Werte des Potentialgefälles erhalten werden können. Es muß allerdings betont werden, daß die Ergebnisse dieser Meßfahrt nur auf Grund der äußerst guten Versuchsbedingungen erhalten werden konnten:

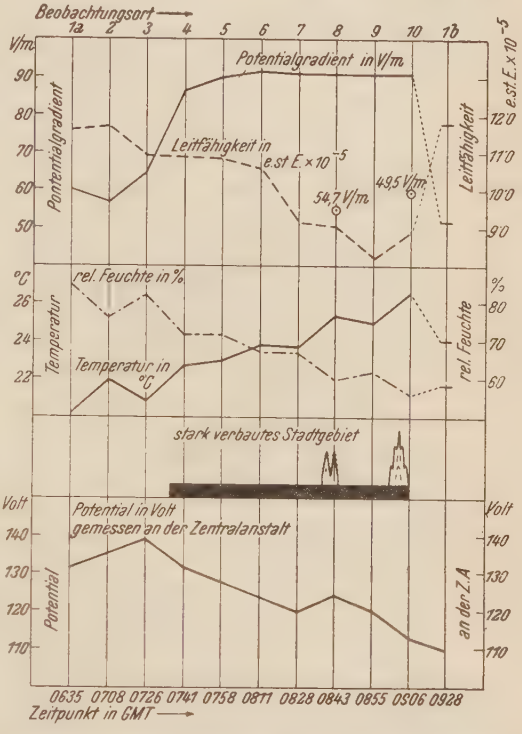

Abb. 2. Graphische Darstellung der Werte des Potentialgradienten, der polaren positiven Leitfähigkeit, des Potentials, der relativen Feuchte und der Temperatur an den Beobachtungsorten 1 bis 10.

Völliges Fehlen von Wolkeneinflüssen, relativ ruhiges Verhalten des großräumigen luftelektrischen Potentialfeldes, vollkommene Windstille und damit keine Staubaufwirbelungen, starke Trockenheit mit besten Isolationsbedingungen (der 8. August stellte sich als der heißeste Tag des Jahres heraus), geringer Straßenverkehr am Sonntag vormittags.

Die Konstanz der Versuchsbedingungen ist aus der Anfangsmessung (siehe Tab. 1, Beobachtungsort 1a) und Endmessung (Tab. 1, B. O. 1b) am selben Orte (Zentralanstalt) zu sehen. Trotz eines Temperaturanstieges von 3,8° C und einer Abnahme der relativen Feuchtigkeit (der Dampfdruck blieb annähernd konstant) ergab sich in der

[1] WAIT, G. R.: C. Washington Acad. Sci. **26**, 10 (1946).

Zwischenzeit von fast 3 Stunden bloß eine geringe Zunahme der Leitfähigkeit.

Die Kurve des Potentials zeigt für die Dauer der Versuchsfahrt ein allmähliches Absinken nach dem morgendlichen Maximum[1] um etwa 0700 GMT. Dies muß zur Gewinnung eines genauen Resultates in Rechnung gesetzt werden. Um diesen Abfall zu eliminieren, wurde eine numerische Korrektion auf einen Einheitswert des Potentials von 100 Volt durchgeführt. Das Relationsschema lautet:

$100 : a = x : b$ a = gemessenes Potential (Tabelle, Spalte VI)
b = gemessener Gradient (Spalte V)
x = gesuchter Reduktionswert (Spalte XI).

Die Messung a erfolgte, wie bereits erläutert, vollkommen unabhängig von der Meßfahrt, durch ein Benndorf-Elektrometer. Eine einfache

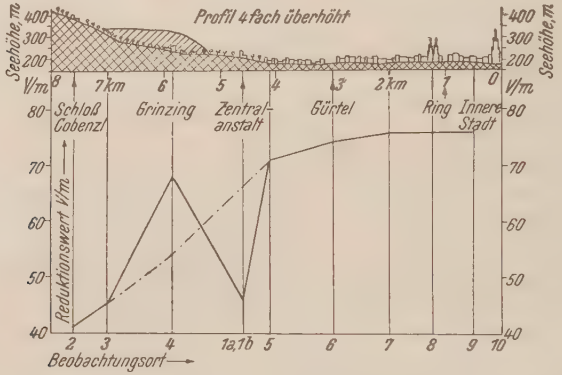

Abb. 3. Diagramm der Reduktionswerte in maßstäblicher Entfernung vom Stadtmittelpunkt, und Schnitt Cobenzl — Innere Stadt.

Überlegung zeigt, daß der so gewonnene Reduktionswert (Tab. 1, Spalte XI) Änderungen des großräumigen luftelektrischen Potentialfeldes berücksichtigt und das relative Verhältnis der Werte der Feldstärke, wie sie an den Beobachtungsorten bei einem konstant gebliebenen Potential gefunden worden wären, angibt.

Damit ist der Abfall des Potentialgradienten, der dem täglichen Gang entsprechend zwischen Beginn und Ende der Versuchsfahrt aufgetreten ist, weitgehendst eliminiert und dadurch das jetzt deutlicher gewordene Ergebnis gewonnen und in Abb. 3 dargestellt. Aus dem Vergleich dieses Diagrammes mit der Planskizze (Abb. 1) lassen sich nun wertvolle Schlüsse ziehen. Die Anordnung der einzelnen Beobachtungsorte in Abb. 3 erfolgte maßstabsgetreu ihrer Entfernung vom Stadtmittelpunkt, als welcher der Stephansplatz genommen wurde. Nach wie vor erhalten bleibt der Eindruck des Anstieges der Feldstärke vom Stadtrand gegen das Stadtinnere zu. Auffällig ist aber sofort die Un-

[1] Seper, H.: Wetter und Leben **1**, 326 (1949).

stetigkeitsstelle am Punkte 1a, 1b. Wie jedoch die Planskizze zeigt, liegt die Ursache an dem den Eindruck fälschenden Werte des Beobachtungspunktes 4. Denn dieser liegt, obwohl distanzmäßig weiter als der Punkt 1a vom Stadtzentrum entfernt, in dem bereits stärker verbauten Gebiet von Grinzing.[1] Demgemäß wäre der Wert des Punktes 4 nach dem des Punktes 1a zu setzen und damit die Kontinuität der Kurve hergestellt (siehe strichlierte Linie in Abb. 3). Der Fehler liegt also nicht im Meßergebnis, sondern bloß in der lokalen Beeinflußung des Beobachtungsortes 4.

Diese Überlegung gibt jetzt auch die Erklärung für die relativ geringen Werte der kontinuierlichen Registrierungen des Potentialgradienten in Wien (siehe Einführung). Denn obwohl die Zentralanstalt, an der diese Messungen erfolgen, als innerhalb des engeren Stadtgebietes von Groß-Wien gelegen bezeichnet werden muß, zeigt das Ergebnis dieser Arbeit, weshalb, vom luftelektrischen Standpunkt betrachtet, die dort erhaltenen Meßwerte nicht als charakteristisch für eine Großstadt angesehen werden können.

Eine Analyse der hier als Reduktionswert bezeichneten Zahlen (Tab. 1, Spalte XI) läßt erkennen, daß diese, absolut betrachtet, nichts anderes als den 100fachen Wert des sogenannten Reduktionsfaktors darstellen. Denn mit jenem Wert muß das luftelektrische Potential bekanntermaßen multipliziert werden, um den tatsächlich herrschenden Betrag der Feldstärke zu ergeben. Das bedeutet eine Möglichkeit, aus den an einem festen Orte gewonnenen Meßwerten des luftelektrischen Potentials an Hand ähnlicher Messungen, wie sie bei dieser Versuchsfahrt ausgeführt wurden, charakteristische Feldstärkewerte für verschiedene in der Nähe liegende Punkte rechnerisch zu gewinnen. Eine notwendige Bedingung dafür ist eine so gewählte Distanz, daß diese Punkte noch innerhalb des großräumigen Potentialfeldes liegen und an dessen Schwankungen (täglicher Gang) teilnehmen. Hinreichend sind solche Ergebnisse jedoch nur für ungestörte Verhältnisse, bei denen keine örtlich verschiedenen luftelektrischen Störungen, besonders der Raumladung in bodennahen Schichten auftreten.

Die damit geschaffene Grundlage der Einführung verschiedener Reduktionsfaktoren zur Erhaltung von charakteristischen Werten, sowie die Möglichkeit der experimentellen Festlegung des Feldlinienverlaufes in der Nähe von Gebäuden, sollen in den nächsten Arbeiten durch weitere Versuche ausgebaut und die Anwendbarkeit für eine praktische Verwertung untersucht werden.

Für die Ermöglichung dieser Versuchsfahrt durch Unterstützung und Zurverfügungstellung von Apparaten sind wir dem I. und II. Physikalischen Institut, sowie dem Radiuminstitut der Universität Wien und dem Leiter der bioklimatischen Abteilung der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Dr. F. Sauberer, zu Dank verpflichtet. Für ihre wertvolle Mitarbeit bei der Durchführung der Messungen danken wir cand. phil. Ilse Beaucourt und cand. phil. Hans Hammerschmied vom I., bzw. III. Physikalischen Institut Wien.

[1] Siehe auch Steinhauser, F.: Beiträge z. Kenntnis d. Stadtklimas, III. Akad. Wiss. Wien, IIa, 141 (1932).

551.509.33 : 551.590.21 : 523.74

Ergänzung und Berichtigung zu

„Zurückführung des Großwetters auf solare Erscheinungen".

(Diese Zeitschrift Serie A, Band I, S. 358, 1949.)

Von

Franz Baur, Bad Homburg v. d. H.

In Tabelle 2 der in der Überschrift genannten vorläufigen Mitteilung, auf S. 363, sind folgende Änderungen vorzunehmen: Die Zahl der Monate von Januar 1761 bis Februar 1947 beträgt 2234, nicht 2134. Davon entfallen 608, nicht 508, auf die Zeit von 0,8 bis 6,0 Jahre nach einem Sonnenflecken-Maximum. Dadurch wird der Erwartungswert von sehr warmen Monaten in Mitteleuropa in diesen Abschnitt des Sonnenfleckenzyklus 27,8 (statt bisher 23,2). Infolge dieser Änderung des Erwartungswertes in der letzten Spalte wird $\chi^2 = 27{,}8$ und $\chi^2 : m = 3{,}97$. Die obere Zufallsgrenze wird also, bei richtiger Rechnung, noch viel mehr überschritten, als es in der ersten Darstellung schien.

Tabelle 1 auf S. 363 weist in fünf Klassen einen Erwartungswert auf, der — wenn auch nicht viel — unter 5 liegt. Dadurch sind, wie in dem Aufsatz bereits erwähnt, die Voraussetzungen zur Anwendung des χ^2-Kriteriums genau genommen nicht erfüllt. Der Beweis, daß die in der Tabelle dargestellte Verteilung der sehr kalten Wintermonate in Boston und New Haven über den Sonnenfleckenzyklus nicht mehr als zufällige Besonderheit des benützten Zeitabschnitts bei an sich bestehender Unabhängigkeit gedeutet werden kann, wird daher besser mit Hilfe des R. A. Fisherschen H-Verfahrens [*1*] geführt.

Dieses Verfahren ist eine der besonders von der englischen statistischen Schule gepflegten Echtheitsprüfungen (Tests of significance). Die Fragestellung, die es beantwortet, ist folgende: In einer Reihe von n_1-Beobachtungen ist ein bestimmtes Ereignis oder Merkmal E x_1-mal, in einer zweiten Reihe von n_2-Beobachtungen x_2-mal festgestellt worden. Wie groß ist die (totale) Wahrscheinlichkeit H, daß den beiden Reihen die gleiche Ereigniswahrscheinlichkeit p zugrunde liegt? Das Fishersche

Verfahren gestattet, diese Gesamtwahrscheinlichkeit H zu berechnen, und gibt damit die Grundlage für das Kriterium: Wenn $H\,(x_1, x_2; n_1, n_2) < \varepsilon$, so kann man annehmen, daß die beobachteten relativen Häufigkeiten $\frac{x_1}{n_1}$ und $\frac{x_2}{n_2}$ auf *verschiedenen* Grundwahrscheinlichkeiten p_1 und p_2 beruhen. Die englische Schule wählt vielfach als Zufallsgrenze der Restwahrscheinlichkeit $\varepsilon = 0{,}01$ oder sogar 0,05. Wir halten es mit S. Koller [*2*] für richtiger, grundsätzlich an der strengeren Forderung $\varepsilon = 0{,}0027$ festzuhalten [*3*]. Den Nachweis der Widerspruchsfreiheit und der Unabhängigkeit des Fisherschen Verfahrens von der Größe der hypothetischen Grundwahrscheinlichkeit p hat M. P. Geppert erbracht [*4*].

Wir wiederholen hier den Kern der Tabelle 1 der in Rede stehenden Arbeit und bezeichnen die Klassen mit den römischen Ziffern I bis IX:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
2,9 J. n. Max. bis 2,5 J. vor Min.	2,4 bis 1,6 Jahre vor Min.	1,5 bis 0,7 Jahre vor Min.	0,6 vor bis 1,0 Jahre nach Min.	1,1 J. n. Min. bis 1,6 J. vor Max	1,5 bis 0,8 Jahre vor Max.	0,7 vor bis 0,2 Jahre nach Max.	0,3 bis 1,2 Jahre nach Max.	1,3 bis 2,8 Jahre nach Max.
2*	9	0*	17	4*	7	1*	9	7
8,13	4,38	4,24	8,27	9,26	4,31	4,88	4,88	7,64
115	62	60	117	131	61	69	69	108
0,145	0,078	0,076	0,148	0,165	0,077	0,087	0,087	0,135

Die Anwendung des Fisherschen H-Verfahrens auf je zwei Klassen obiger Tabelle, wobei die in der ersten Zeile gegebenen absoluten Häufigkeiten der sehr kalten Monate die x_1 und x_2, die in der dritten Zeile gegebenen absoluten Häufigkeiten aller Monate die n_1 und n_2 liefern, ergibt:

Klassen	x_1	x_2	n_1	n_2	$H\,(x_1, x_2; n_1, n_2)$
I und II	2	9	115	62	0,0015
I „ IV	2	17	115	117	0,00025
I „ VIII	2	9	115	69	0,00278
II „ III	9	0	62	60	0,0017
II „ VII	9	1	62	69	0,0074
III „ IV	0	17	60	117	0,00057
III „ VIII	0	9	60	69	0,00276
IV „ V	17	4	117	131	0,0011
IV „ VII	17	1	117	69	0,0019

Wie man sieht, ergeben sich bei sechs Paaren von Klassen für das Bestehen einer gleich großen Wahrscheinlichkeit des Eintretens sehr kalter Wintermonate Wahrscheinlichkeiten, die kleiner als 0,0027 sind. Damit ist erwiesen, daß das Eintreten sehr kalter Wintermonate in

Boston und New Haven von der Lage des Monats im Sonnenfleckenzyklus nicht unabhängig ist. Das Endergebnis ist das gleiche wie mit dem χ^2-Kriterium, aber die Grundlage ist exakter.

Literaturverzeichnis.

1. Fisher, R. A.: Statistical methods for research workers. 5. Aufl. London 1934, S. 99—101; 7. Aufl. London 1938, S. 101—102.
2. Koller, S.: Graphische Tafeln zur Beurteilung statistischer Zahlen. 2. Aufl. Dresden und Leipzig 1943.
3. Baur, F.: Einführung in die Großwetterkunde. Wiesbaden 1948, S. 140 bis 141.
4. Geppert, M. P.: Über den Vergleich zweier beobachteter Häufigkeiten. Habilitationsschrift. Verlag S. Hirzel, Leipzig 1942.

Buchbesprechungen.

Meteorological Abstracts and Bibliography. Herausgegeben von M. Rigby. Im Auftrag der American Meteorological Society. Boston: The Lancaster Press, Inc. 1950.

Die meteorologische Literatur ist heute schon so vielfältig und so umfangreich, daß es für den einzelnen bereits unmöglich ist, wirklich alle wesentlichen Neuerscheinungen auch nur flüchtig durchzusehen, ganz abgesehen davon, daß die einzelnen Arbeiten oft an Stellen erscheinen, wo sie nur schwer auffindbar oder zugänglich sind. Es waren daher schon seit langem manche Zeitschriften bestrebt, ihren Lesern durch bibliographische Zusammenstellungen oder durch Besprechungen möglichst viel von Neuerscheinungen bekannt zu machen. Während damit natürlich immer nur ein kleiner Teil der wissenschaftlichen Literatur erfaßt werden konnte, ging man auch daran, durch Herausgabe selbständiger Bibliographien oder Referatenblätter möglichste Vollständigkeit zu erstreben. So erschienen seit 1920 in England die Bibliography of Meteorological Literature und seit 1921 in Frankreich die Bibliographie Météorologique Internationale. Während diese Bibliographien nur halbjährlich oder jährlich einmal und deshalb naturgemäß auch mit einer gewissen Verspätung erschienen, ist man in Deutschland darangegangen, in den Geophysikalischen Berichten, die seit 1927 als Teil der Physikalischen Berichte erschienen und allmählich zu großer Vollständigkeit ausgebaut wurden, und besonders in dem 1938 begründeten und als internationales Referatenorgan gedachten Zentralblatt für Geophysik, Geodäsie und Meteorologie in raschen Folgen erscheinende Zeitschriften zu schaffen, deren Aufgabe es war, neben einer möglichst vollständigen laufenden Bibliographie von den wichtigeren Arbeiten auch so ausführliche Referate zu bringen, daß es meist gar nicht mehr notwendig war, die Originalarbeit selbst zu lesen, wenn man sich nur über die Fortschritte orientieren wollte, die mit diesen Veröffentlichungen gebracht wurden. Gegen Ende des letzten Weltkrieges mußten diese Zeitschriften leider ihr Erscheinen einstellen. Es ist darum als besonderes Verdienst und als besondere Leistung im Dienste meteorologischer Forschung zu werten und zu begrüßen, daß nun die Amerikanische Meteorologische Gesellschaft es unternommen hat, durch die Gründung der monatlich erscheinenden Meteorological Abstracts and Bibliography, von denen das erste Heft im Jänner 1950 herausgekommen ist, wieder ein Referatenorgan zu schaffen, das bei möglichst vollständiger Erfassung der meteorologischen Literatur in kurzen schlagwortartigen Auszügen auch mit dem Inhalt der Neuerscheinungen bekannt macht.

Die Meteorological Abstracts umfassen drei Abschnitte. Im ersten Teil sind die Referate der laufenden Neuerscheinungen enthalten. Die Folge

der einzelnen Abstracts entspricht dabei der Ordnung der von der OMI angenommenen Dezimalklassifikation der meteorologischen Literatur. Wenn in einer Arbeit mehrere Teilsachgebiete oder spezielle Probleme behandelt werden, sind diese am Ende des Referates in Schlagworten angeführt. Der erste Abschnitt des vorliegenden Heftes beginnt mit einer Übersicht über 30 periodisch erscheinende Zeitschriften, die vorwiegend meteorologische Arbeiten veröffentlichen. In den nächsten Heften soll über weitere Zeitschriften berichtet werden. Als sehr nützlich muß die Einführung des zweiten Teils anerkannt werden, in dem jeweils eine Sammelbibliographie über alle bisher erschienenen wichtigeren Veröffentlichungen aus einem bestimmten Spezialgebiet gebracht wird. Das vorliegende Heft enthält eine solche Sammelbibliographie über das Problem der atmosphärischen Verunreinigungen durch Rauch und Gase, in der 240 Einzelpublikationen bearbeitet sind, von denen die älteste im Jahre 1661 erschienen ist. Der dritte Teil der Meteorological Abstracts bringt jeweils eine Titelbibliographie der in den neuesten Ausgaben der meteorologischen Fachzeitschriften enthaltenen Arbeiten, die erst in späteren Heften referiert werden können. Damit wird eine möglichst rasche Berichterstattung über die neueste Zeitschriftenliteratur gewährleistet. Jedem Heft ist auch ein Autoren- und Sachregister beigegeben.

Diese neue Zeitschrift wird bald auf der ganzen Erde ein unentbehrliches Hilfsmittel meteorologischer Forschung darstellen. Es wäre zu wünschen, daß der Umfang der Hefte so erweitert werden könnte, daß die Referate wenigstens der wichtigsten Arbeiten etwas ausführlicher gebracht werden könnten, als es derzeit möglich ist. F. Steinhauser, Wien.

Seismicity of the Earth and Associated Phenomena. Von B. Gutenberg und C. F. Richter. Mit 34 Textabb., 273 S. Princeton: Princeton University Press. 1949. $ 10,—.

Frühere Darstellungen der Erdbebengeographie gingen meist darauf aus, die Seismizität der Erde nach einer Verteilung *aller* gefühlter oder registrierter Beben zu beurteilen. Dabei muß ohne Zweifel die ungleichmäßige Verteilung seismischer Stationen wie auch die ungleichmäßige Besiedlungsdichte der Erde eine Verfälschung des wahren Bildes der Seismizität unseres Planeten verursachen. Um dem auszuweichen und richtige regionale Vergleichsmöglichkeiten zu schaffen, muß ein objektives Maß gewählt werden, mit dem die Seismizität in allen Teilen der Erde gleichmäßig erfaßt werden kann. Dies haben die Verfasser dadurch erreicht, daß sie für ihre Bearbeitung der relativen Seismizität der verschiedenen Teile der Erde nur alle registrierten *starken* Beben heranzogen. Dabei wird eine Klassifikation der Beben nach dem von Richter eingeführten Begriff, der „Größe" eines Bebens zugrunde gelegt. Diese „Größe" wird als Logarithmus der registrierten Maximalamplitude in einer bestimmten Entfernung vom Herd definiert und erlaubt eine Zuordnung der Erdbebengröße zur Entfernung, in der direkte Wellen noch registriert worden sind. Darnach werden die Größen in Klassen zusammengefaßt: Die Klasse a umfaßt die Beben der Größen $7^3/_4$ bis $8^1/_2$, die Klasse b die Bebengrößen 7,0 bis 7,7, die Klasse c die Bebengrößen 6,0 bis 6,9, die Klasse d die Bebengrößen 5,3 bis 5,9 und die Klasse e die Bebengrößen $< 5{,}3$. Die Beben der Klassen a und b werden auf der ganzen Erde, die der Klassen c bis 90° Herdentfernung, die der Klasse d bis 45° Herdentfernung und die der Klasse e nicht über 10° Herdentfernung hinaus registriert. Der Begriff der „Größe" M ermöglicht auch eine Bestimmung

der ausgestrahlten Bebenenergie E nach log E = 12 + 1,8 M. Die Beben werden ferner unterteilt nach seichten Beben mit Herdtiefen bis 60 km, Beben mit mitteltiefen Herden in 70 km bis 300 km Tiefe und nach tiefen Beben mit Herden unter 300 km. Da Oberflächenwellen bei tiefen Beben nur klein sind oder überhaupt fehlen, müssen die Beben mit tiefem Herd nach der Energie der elastischen Wellen klassifiziert werden. Zur Beurteilung der Seismizität wurden alle Beben mit Größen über 6 verwendet.

Das Buch hat einen Vorläufer in einer 1941 erschienenen Arbeit der Verfasser, die 1945 durch einen Nachtrag ergänzt worden ist. Es stellt nicht nur eine wesentliche Erweiterung unter Verwendung von neu hinzugekommenem Beobachtungsmaterial dar, sondern bringt auch in umfangreichen Tabellen auf 149 Seiten eine Liste aller für die Untersuchung verwendeten großen Beben mit Zeit- und Herdangaben und ein Verzeichnis aller Vulkane mit Angabe ihres letzten Ausbruches. Das Material wurde kritisch überprüft, und viele Herde mußten neu bestimmt werden. Ein umfangreiches Literaturverzeichnis von mehr als zwölf Druckseiten ergänzt den Textteil.

Der Statistik der Häufigkeiten und der Energie der Großbeben ist zu entnehmen, daß ihre Häufigkeit von 412 Beben in 100 km Herdtiefe mit der Tiefe rasch auf ein Minimum von 20 Beben mit 450 km Herdtiefe abnimmt, dann aber wieder auf ein zweites Häufigkeitsmaximum von 57 Beben mit 600 km Herdtiefe zunimmt. Die tiefsten Herde liegen etwas unter 700 km Tiefe. Als jährliche Durchschnittszahlen werden folgende Häufigkeiten von Beben angegeben:

Größe	$7^3/_4$—8,6	7,0—7,7	6,0—6,9	5,0—5,9	4,0—4,9	3,0—3,9	2,5—2,9
Häufigkeit	2,7	16,8	108	800	6200	49000	100000

Davon haben 8,7 Beben mitteltiefe Herde und zwei Beben tiefe Herde. Die durchschnittliche jährliche Häufigkeit aller Beben wird auf etwa 1,000000 geschätzt.

Energiemäßig betrachtet werden pro Jahr durchschnittlich $12 \cdot 10^{26}$ Erg in Erdbeben umgesetzt. Davon entfallen 85% auf Beben mit seichten, 12% auf Beben mit mitteltiefen und 3% auf Beben mit tiefen Herden. Das bebenenergiereichste Jahr war 1906, das schwächste Jahr 1930. Die durchschnittlichen jährlichen Häufigkeiten und Energien der Beben der verschiedenen Arten werden für die einzelnen Bebengebiete angegeben. Eine Diskussion der Jahres- und Tagesgänge der Bebenhäufigkeiten beschließt den statistischen Teil.

Der Hauptteil des Werkes ist der Diskussion der regionalen Verteilung der Bebengebiete und ihrer Beziehungen zu geologischen Strukturen, zu Schwereanomalien, zum Vulkanismus, zu ozeanischen Tiefen usw. gewidmet. Für die einzelnen Bebengebiete sind in Karten die Herde nach verschiedenen Größenklassen und nach den drei Herdtiefenstufen eingezeichnet. Dazu wurden über 2000 Beben mit seichten Herden und über 1000 Beben mit tiefen Herden verwendet. Zwei Weltkarten geben einen Überblick über die Verteilung der Großbeben mit seichten Herden und solchen mit tiefen Herden. Daraus und aus den Karten der Einzelgebiete ist ersichtlich, daß die Erdkruste aus großen stabilen Massen besteht, die von seismisch aktiven Zonen umgrenzt werden. Neben der größten stabilen Masse der pazifischen Masse fallen als große stabile Massen weiter noch auf: der Kanadische Schild, der Brasilianische Schild, die Eurasiatische stabile Masse, Afrika, die Antarktis, West-Australien, Arabien und Süd-Indien.

Von den seismisch aktiven Zonen ist der zirkumpazifische Gürtel mit mehreren Zweigen am größten, der 80% der Großbeben mit seichten Herden, 90% der Beben mit mitteltiefen Herden und alle tiefen Beben enthält. Als nächstgrößte aktive Zone folgt der alpide Gürtel oder die mediterrane-transasiatische Zone, die sich von Burma über den Himalajabogen, Belutschistan, Iran, den Kaukasus, Kleinasien, den Balkan, Rumänien und Italien bis zu den Azoren erstreckt, nach dem zirkumpazifischen Gürtel die meisten Großbeben mit seichten Herden und alle restlichen Großbeben mit mitteltiefen Herden enthält, wobei die letzteren Zentren in 230 km Tiefe unter dem Hindukusch und in 100 bis 150 km Tiefe in Rumänien aufweisen. In weiterem Abstand folgen dann als seismisch aktive Zonen mit nur seichten Bebenherden in Asien die Pamir-Baikalsee-Zone und aktive Gebiete in China, ein weiter ozeanischer aktiver Gürtel von der Mündung der Lena über das Palorgebiet und entlang dem mittelatlantischen Rücken, der im Süden über die Bouvet-Insel und die Prinz-Eduard-Insel Anschluß an einen kleineren aktiven Gürtel im Indischen Ozean findet und damit über dem Karlsberg-Rücken bis zur Küste von Arabien weiterführt, ferner kleine Bruchzonen in stabilen Massen, wie zum Beispiel in Ostafrika und bei den Hawaii-Inseln, Bruchzonen in den Randgebieten der stabilen Massen und schließlich kleine seismische Gebiete in Nordamerika, Nordostasien, Zentral- und Westeuropa, Australien und Südafrika.

In einem weiteren Abschnitt werden die seismischen Seewellen (Tsunamis) besprochen, die von dem Seebeben und den Seiches zu unterscheiden sind und häufig durch Blockbewegungen am Meeresgrund verursacht werden, zum Teil aber auch als Folge von Erdbeben mit Epizentren am Festland auftreten.

Der große Wert des Buches liegt vor allem darin, daß es nach objektiven Kriterien wirklich alle bedeutungsvollen seismisch aktiven Zonen der Erde aufzeigt und damit die Grundlage zu Folgerungen aus der Seismizität auf die weiträumigen geologischen Strukturen einerseits und auf den Mechanismus der Bebenauslösung in verschiedenen Zonen oder Tiefen anderseits schafft. Dieser Aufgabe ist der abschließende Abschnitt gewidmet. So ist es in diesem Buch den Verfassern gelungen, einen wesentlichen Teil der seismologischen Gemeinschaftsarbeit der ganzen Welt zu neuen Erkenntnissen über die Struktur der Erdkruste auszuwerten. F. Steinhauser, Wien.

Führer durch die Strömungslehre. Von L. Prandtl. Dritte, durchgesehene und ergänzte Auflage. Mit 347 Textabb., 407 S. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn. 1949. DM 16,—.

Seit Jahrzehnten ist es das Ziel der theoretischen Meteorologie, die Vorgänge in den unteren Schichten der Atmosphäre durch hydrodynamische Ansätze wenigstens grundsätzlich dem Verständnis zu eröffnen. Es ist das Kennzeichen dieser Versuche, daß für sie die Erfahrungen und Vorstellungen der Laboratoriums-Hydrodynamik nicht ausreichen, da für eine befriedigende Lösung sowohl die Dichteschichtung der Luft und die Rotation der Erde in Betracht, als auch die Thermodynamik herangezogen werden müssen, wobei letztere noch einmal durch Strahlungsvorgänge ein spezielles Aussehen gewinnt. Können auch die grundlegenden Gesetze dieser Teilerscheinungen der Physik der betreffenden Gebiete entnommen werden, so ist die Kombination der Vorgänge das Arbeitsgebiet der Meteorologie allein und die Lösungen müssen von ihr allein erarbeitet werden. Es ist kein Zweifel, daß diese Lösungen weder leicht gefunden noch leicht verstanden werden können

und daß für beides solide Kenntnisse in der Physik der Teilgebiete, die zum Problem Beziehungen haben, erforderlich sind. Die Meteorologen werden daher stets dankbar sein, wenn ihnen die Ergebnisse der reinen Physik auf einem jener Teilgebiete in einer Form dargeboten werden, die das Wesentliche klar und übersichtlich zur Darstellung bringt, ohne dabei Einzelheiten zu übergehen, die möglicherweise gerade für die spezifisch meteorologische Weiterentwicklung der Betrachtungen von Bedeutung sein können.

Hier ist L. Prandtls „Führer durch die Strömungslehre", von dem nun eine dritte, in gerade für die Meteorologie wichtigen Punkten nicht unwesentlich erweiterte Auflage erschienen ist, ein hervorragendes Beispiel für Lehrbücher, wie die Meteorologie sie braucht. Wie der Verfasser selbst in einem Vorwort erwähnt, ist es seine Absicht, „den Leser auf einem sorgfältig angelegten Weg durch die einzelnen Gebiete der Strömungslehre zu führen"; trägt der Führer dabei den Namen Prandtl, so wird man sich getrost daranmachen können, ihm auf dem vorgezeichneten Weg zu folgen.

Dieser Weg führt zunächst über einführende Abschnitte (Statik, Kinematik und Dynamik reibungsfreier Flüssigkeiten) zu einem Abschnitt über Bewegung zäher Flüssigkeiten und Turbulenz, der für Meteorologen besonderes Interesse bietet. Nach Einführung von Grenzschichtbetrachtungen folgt hier eine konzentrierte, aber sehr klare und lehrreiche Übersicht über die Entwicklung der Theorie der Turbulenzentstehung, ergänzt durch einen Paragraphen über Einzelheiten turbulenter Strömungen, in dem die Potenzgesetze des Geschwindigkeitsprofils an einer überströmten Wand erläutert und schließlich als Grenzfälle einer universellen Geschwindigkeitsfunktion gedeutet werden. Auch der nachfolgende Paragraph über Wirbelbildung ist für meteorologische Leser sehr anregend, doch wird sich deren Aufmerksamkeit besonders auf den letzten Abschnitt des Buches konzentrieren, in dem die Vorgänge auf rotierenden Körpern, Strömungen in geschichteten schweren Flüssigkeiten, sowie Wärmeübergang in strömenden Flüssigkeiten und Strömungen, die durch Wärme ausgelöst sind, behandelt werden. Auf 75 Seiten wird hier ein vielseitiger Abriß der atmosphärischen Hydrodynamik gegeben, dessen Studium den Zusammenhang mit den Erfahrungen der experimentellen Hydrodynamik in hervorragender Weise erkennen läßt.

P. Courvoisier, Davos.

Atmospheric Turbulence. Von O. G. Sutton. (Methuen's Monographs on Physical Subjects.) Mit 4 Textabb., 104 S. London: Methuen & Co. 1949.

Die Turbulenz der atmosphärischen Strömungen ist die Ursache aller Schwankungserscheinungen der meteorologischen Elemente, von denen so gut wie jede Registrierung meteorologischer Instrumente Zeugnis gibt. Trotzdem diese Tatsache seit langem bekannt ist, sind erst in neuerer Zeit erfolgreiche Versuche unternommen worden, das Wesen der Erscheinung und ihre Bedeutung für die Meteorologie aufzuklären. Im Parallelfall der experimentellen Hydrodynamik waren ebenfalls erhebliche Schwierigkeiten zu überwinden, bis die Erscheinung des Turbulentwerdens von Strömungen in jüngster Zeit verstanden werden konnte. Diese Betrachtungen sind zur Hauptsache durch Prandtl, von dem der Begriff des Mischungsweges geprägt wurde, und durch Tollmien gefördert worden.

Doch hat gerade der Begriff Mischungsweg, trotz seiner großen Erfolge, Kritik erfahren, da die „explosive" Mischung eines Flüssigkeits- oder Gas-

quantums mit seiner Umgebung nach Zurücklegen einer gewissen Strecke dem tatsächlichen Vorgang der Vermischung offensichtlich nicht ganz gerecht wird. TAYLOR hat daher schon früh begonnen, eine Theorie der Turbulenz zu entwickeln, die einen kontinuierlichen Vermischungsprozeß annimmt. Diese Theorie hat SUTTON weiterentwickelt, besonders in Hinsicht auf meteorologische Probleme, von denen in seinen Arbeiten die Ausbreitung von Beimengungen zur Luft und die Verdampfung von freien Wasser- oder wasserhaltigen Flächen im Vordergrund stehen. Diese Arbeiten erfahren nun durch die vorliegende Monographie eine sehr klar geschriebene Zusammenfassung, deren erste vier Kapitel der Darlegung der Begriffe und Methoden sowie grundlegender meteorologischer Beobachtungen gewidmet sind, während im fünften Kapitel die bisherigen Kenntnisse über Vermischungsvorgänge in der Atmosphäre bei adiabatischen Gradienten behandelt und im sechsten Kapitel die Bedeutung der Richardson-Zahl gewürdigt werden.

P. COURVOISIER, Davos.

Svietchenie notchnavo nieba. (The Light of the Night Sky.) Von I. A. KHVOSTIKOV. Zweite, durchgesehene Auflage. 496 S. Moskau-Leningrad: Akademie der Wissenschaften der UdSSR. 1948.

Although the book appeared in the series of popular editions of the Soviet Academy of Sciences, nevertheless it can be read with interest also by scientists. Besides, the foreign reader will find in it some useful informations on researches on the light of night sky executed in the UdSSR, the results of which are not always available in the western literature.

The first chapters of I. A. KHVOSTIKOV's book are devoted to the aurora borealis and the spectroscopy of the night sky with special consideration of the green line. The well known researches of STÖRMER, BIRKELAND, VEGARD as well as of MCLENNAN, HARANG a. o. are quoted here. In chapter V are being discussed the results of CABANNES and DUFAY, GAUZIT, KAPLAN a. o. obtained in studies of the spectrum of the night sky. Chapter VI quotes the newly in 1944 discovered infrared radiation of the night sky (wave length 10440 Å) which, according to STEBBINS, WHITFORD and SWINGS, is due to the molecular nitrogen. KHVOSTIKOV, however, is of the opinion that this conclusion of the discoverers is premature and that the line 10440 Å can also belong to the atomic nitrogen of the upper layers of the atmosphere.

Interesting is also the next chapter dealing with the twilight illumination of the sky, so much more that some researches of the Soviet scientists are also quoted. So we learn that the theory of twilight phenomena is now being elaborated at the Geophysical Institute of the Academy of Sciences in Moscow as well as at the Institute of Physics and Astronomy at Alma Ata. Moreover the academician FESENKOV is working on the structure of the upper atmosphere, as well as KHVOSTIKOV himself. Particular attention is paid to the red radiation 6300 Å which, according to GAUZIT, is submitted to a selective refraction on a height of 100 km. Similarly the appearance of the sodium line in the night sky spectrum is discussed.

A voluminous part of the book (over 100 pages) is devoted to the photometry and polarisation of the night sky. Here we find also some particulars related to the results of Soviet observers. So, e. g., FESENKOV's work is mentioned on components of the night sky light which, as it is known, is composed of the light of the stars and the galaxy, of the zodiacal light and the luminescence of the Earth's atmosphere itself (emitted and diffuse); observations

on variation of the spectral composition of the light during night and FEFILOV's work on the distribution of energy in the night light spectrum are discussed. Here we also learn that ASTAPOVITSH observed in 1942—44 at Ashkhabad, near the Iranian frontier, the zodiacal light and the „Gegenschein"; he came to a conclusion that, contrary to the zodiacal light, the „Gegenschein" is not caused by a dust cloud, but by a „gaseous Earth's tail" directed away from the Sun, like a tail of a comet, and extending up to a distance of about 200000 km from the Earth. The ASTAPOVITSH's point of view on the gaseous nature of the „Gegenschein" seems to be confirmed by HOFFMEISTER, who has found in 1939 in the spectrum of the „Gegenschein" typical lines of the night sky.

The last chapter contains theories of the light of the night sky and of the physical properties of the upper layers of the atmosphere. An extensive bibliography, consisting of not less that 434 items, attached at the end, is a very useful addition to the book. E. STENZ, Warsaw.

Terrestrial Magnetism and Electricity. Herausgegeben von J. A. FLEMING. („Physics of the Earth": Band VIII.) 794 S. New York: Dover-Publications, Inc. 1949. $ 4,95.

Im Jahre 1939 erschien im Verlag der McGraw-Hill Book Company, Inc., als eine vom National Research Council zusammengestellte Sammlung von monographischen Einzelbearbeitungen der verschiedenen geophysikalischen Teildisziplinen das achtbändige Werk „Physics of the earth". Band VIII gab mit J. A. FLEMING als Herausgeber einen Gesamtüberblick über die erdmagnetischen und luftelektrischen Erscheinungen. — Das Werk ist schon seit einiger Zeit vergriffen. Mit besonderer Freude ist deshalb der 1949 erschienene Nachdruck des Bandes VIII: „Terrestrial Magnetism and Electricity" durch die Dover Publications, Inc., New York, zu begrüßen.

Im einzelnen sind folgende Gebiete behandelt:

Erdmagnetismus, Allgemeinübersicht (J. A. FLEMING, 58 S.), erdmagnetische Instrumente (H. F. JOHNSTON, J. A. FLEMING und J. E. MCCOMB, 51 S.), magnetische Aufschlußmethoden (C. A. HEILAND, 39 S.), Erdstrom (W. J. REENEY, 38 S.). Ursachen und Variationen des erdmagnetischen Feldes (A. G. MCNISH, 76 S.), Erdmagnetismus, Polarlicht, Ionosphäre und verwandte Probleme (J. BARTELS, 49 S.), Ionosphärenforschung (L. V. BERKNER und E. O. HULBERT, 58 S. und 80 S.), Polarlicht und hohe Atmosphäre (L. VEGARD, 83 S.), Atmosphärische Elektrizität (O. H. GISH, 82 S.), Luftelektrische Instrumente (O. W. TORRESON, 39 S.) und Probleme des Gewitters (B. F. J. SCHONLAND, 22 S.). Im letzten Kapitel (100 S.) gibt H. D. HARRADON einen Überblick über die internationalen geophysikalischen Organisationen, die Publikationen der geophysikalischen Observatorien und Institute sowie die Zeitschriften. Ein Literatur-Katalog von 1523 Nummern gibt — nach einzelnen Fachgebieten gegliedert — einen Überblick über die wichtigsten Originalarbeiten der hier behandelten geophysikalischen Teildisziplinen.

H. ISRAËL, Buchau a. F.

Atmospheric Electricity during Disturbed Weather. Von SIR GEORGE SIMPSON. (Geophys. Memoirs. Nr. 84.) 51 S. London: 1949.

SIMPSON beschäftigt sich in einer breit angelegten Arbeit mit dem schwierigen Problem der luftelektrischen Verhältnisse bei Niederschlägen. Auf Grund $3^1/_2$jähriger Parallelregistrierungen von Potentialgefälle (PG), Spitzenent-

ladung und elektrischer Ladung der Niederschläge einschließlich deren Intensität gelingt es, nach den Minutenmitteln gewisse Gesetzmäßigkeiten für diese bisher noch wenig aufgeklärten Zusammenhänge aufzustellen.

Zu diesem Zweck geht er nicht, wie meist üblich, von der Wetterlage aus, sondern vom Verhalten des PG während des Niederschlages und kommt auf diese Weise zu folgender Zuordnung:

a) Ruhiges negatives Gefälle ohne rasche Änderungen während Regens gehört zu einer Warmfront, Okklusion oder zu schichtförmiger Bewölkung ohne Diskontinuität, ist m. a. W. ein Zeichen fehlender oder nur geringer und dabei gleichförmiger Vertikalbewegung. Bei ruhigem Schneefall bleibt das PG positiv.

b) Starke rasche Schwankungen des PG mit Vorzeichenwechsel sind typische Erscheinungen von schauerartigen Niederschlägen in Verbindung mit Kaltfronten und Gewittern, deuten also auf starke und rasch variierende Vertikalbewegungen hin.

Beides, Gefälleschwankungen und Niederschlagscharakter, sind Parallelerscheinungen der gleichen Ursache der atmosphärischen Vertikalturbulenz.

In dem im allgemeinen unruhigen und ungleichmäßigen Verhalten des PG während „gestörten Wetters" werden gelegentlich für kürzere Zeit regelmäßige Schwankungsfiguren („patterns") beobachtet, die aus mehreren Wellenzügen („wave patterns") oder einzelnen symmetrischen Variationen („symmetrical patterns") bestehen. Es treten Wellen mit Perioden von wenigen Minuten bis fast 2 Stunden Dauer auf bei Amplituden von 20 Volt/cm und mehr. Die symmetrischen Variationen erreichen Amplituden von 200 Volt/cm und mehr und zeigen V-, UU-, W-, N- und S-förmige Gestalt.

Simpson diskutiert die Möglichkeiten zur Erklärung dieser Schwankungsfiguren und vermutet einen Zusammenhang mit der Zellularstruktur der Vertikalturbulenz, doch gelingt mangels genügend sicherer Kenntnis der Ladungstrennung und der Niederschlagselektrisierung im einzelnen keine eindeutige Zuordnung dieser Erscheinung zu bestimmten Wetter- bzw. Niederschlagsarten.

Der zweite Teil der Arbeit ist der Aufstellung formelmäßiger empirischer Beziehungen zwischen den bei Niederschlag gemessenen Größen und ihrer physikalischen Interpretation gewidmet. Dabei werden die Niederschläge nach dem PG-Verhalten in solche mit einem Gefälle von mehr als 20 Volt/cm und solche von weniger als 10 Volt/cm getrennt.

Bei den von hohem PG begleiteten Niederschlägen ergibt sich

a) Proportionalität zwischen Regenladung und Spitzenstrom,

b) (bei konstantem Spitzenstrom) Proportionalität zwischen Regen-Ladung und -Intensität,

für die eine einleuchtende physikalische Erklärung versucht wird.

Bei den Niederschlägen mit kleinem PG wirft die empirische lineare Abhängigkeit von Regenstrom und Feldstärke eine Reihe interessanter Fragen über das Zustandekommen der Regenladung auf, die noch ihrer Lösung harren.

H. Israël, Buchau.

Electrische ladingen aan berijpte oppervlakken. (Electric charges on rime-covered surfaces.) Von C. Kramer. (Mededelingen en Verhandelingen, Serie A, Nr. 102, 54.) Mit 17 Textabb., 11 Tab., 128 S. 's-Gravenhage: 1948. hfl 3,—.

Die Versuche von Findeisen über die elektrischen Begleiteffekte bei Phasenänderungen des Wassers und die daran geknüpften Anschauungen

über die Entstehung der Gewitterelektrisierung haben bekanntlich große Beachtung gefunden, sind aber bisher in ihren experimentellen Grundlagen noch nicht wiederholt und nachgeprüft worden.

Angesichts der sehr weitgehenden Folgerungen FINDEISENS in meteorologischer Hinsicht, gegen die schon vereinzelt Bedenken geäußert wurden, ist die von KRAMER vorgelegte kritische Stellungnahme dazu auf Grund eigener ausgedehnter Versuche über die elektrische Tönung bei Reifbildung, Reifverdunstung und Vergraupelung von größtem Wert. Im gleichen Zusammenhang werden die LANGEschen Versuche über Voltapotentiale an Wasserphasen wiederholt.

Die von FINDEISEN in der Meteorol. Z. **57** (1940) und **60** (1943) veröffentlichten Versuchsergebnisse waren kurz folgende: Bei Reifbildung an einem mit feuchter Luft angeblasenen tiefgekühlten Versuchskörper, Reifverdunstung und Vergraupelung (Anfrieren unterkühlter Tröpfchen an Eisoberfläche) fand er starke elektrische Aufladung des Versuchskörpers, der sich beim „Anreifen" positiv, beim „Abreifen" negativ und beim „Vergraupeln" verstärkt positiv auflud. Als Grund dieser elektrischen Effekte vermutete er bekanntlich in allen drei Fällen das Abbrechen feiner geladener Eissplitterchen von der Oberfläche des Reifbelages und nahm an, daß diese Splitter im ersten und dritten Fall negativ, im zweiten Fall positiv geladen seien. In der zweiten Arbeit berichtet er näher über die Beobachtung dieser Splitter: Beim „Anreifen" und „Abreifen" fand er seine Vermutung bezüglich des Vorhandenseins solcher Kristallsplitterchen und ihrer mittleren Ladung bestätigt. Vergraupelungssplitter konnten nicht beobachtet werden, wurden aber bei seinen weiteren Überlegungen von ihm als vorhanden vorausgesetzt. Der bei der Splitterablösung wesentliche und vorzeichenbestimmende Vorgang wurde, ohne im einzelnen aufgeklärt zu werden, mit dem Temperaturgefälle in der Reifschicht in Verbindung gebracht. LANGE versuchte dann, auf Grund theoretischer und experimenteller Untersuchungen das Zustandekommen der Splitterladung durch Voltapotentiale zu erklären.

C. KRAMER prüft zunächst in eigenen Experimenten diese Befunde nach. Die Ergebnisse von LANGE werden im wesentlichen bestätigt gefunden. Insbesondere zeigt ein im Wachsen begriffener Reifbelag an seiner Oberfläche ein Potential von — 0,13 bis — 0,25 Volt (bei LANGE — 0,2 Volt) gegenüber einer Wasseroberfläche. Abweichend von LANGE findet KRAMER an einer glatten Eisfläche ein positives Potential bis zu + 0,15 Volt gegen Wasser.

Bezüglich der FINDEISENschen Effekte ergeben die KRAMERschen Versuche folgendes:

1. Bei Reifbildung auf einem gekühlten Versuchskörper wird nur etwa während der ersten Minute eine positive Aufladung beobachtet. Dann setzt während des weiteren Wachsens des Reifbelages Potentialerniedrigung ein, die zu einem negativen Endpotential führt. Das Ergebnis bleibt auch bei Variation der Temperaturbedingungen das gleiche.

2. Die von FINDEISEN beobachtete negative Aufladung beim Verdampfen einer Reifschicht wird *nicht* bestätigt gefunden. Verfasser kommt vielmehr nach seinen Versuchen zu dem Schluß, daß dieser Vorgang keine elektrische Tönung besitzt.

3. Der Vergraupelungsvorgang — ähnlich wie bei FINDEISEN durch Anfrierenlassen zerstäubten Wassers am tiefgekühlten Versuchskörper nachgeahmt — erweist sich in seiner ladungsbildenden Wirksamkeit um den

Faktor 10 geringer als bei FINDEISEN und ergibt negative Aufladung statt der von diesem gefundenen positiven.

4. In einer der FINDEISENschen Anordnung entsprechenden Weise werden Entstehung und Vorzeichen der Eissplitterchen untersucht, die sich von einer in ruhender Luft wachsenden Reiffläche ablösen. Die Mehrzahl der Teilchen trägt keine merkliche Ladung. Bei den merkbar geladenen überwiegt das negative Vorzeichen, im Einklang mit Ergebnissen von V. J. SCHAEFER und anderen bezüglich des bei kleinsten Schneekristallen vorherrschenden Ladungsvorzeichens. Die Mehrzahl der beladenen Splitter hat also nach der unter 1. erwähnten Erfahrung im Gegensatz zu FINDEISENS Befund gleiches Vorzeichen mit dem Potential der Reiffläche, von der sie stammt.

Zur Aufklärung des Mechanismus der Ladungsbildung in einem wachsenden Reifbelag gibt eventuell folgende eigenartige Erscheinung neue Möglichkeiten: Wird beim Anreifungsprozeß plötzlich die Strömungsgeschwindigkeit beträchtlich erhöht, so erfährt das Potential des Versuchskörpers eine sprunghafte Veränderung nach der positiven Seite hin. Verfasser untersucht diese Erscheinung unter genauer Kontrolle aller Versuchsumstände in ihrer Abhängigkeit von einzelnen Faktoren und kommt zu der Ansicht, daß diese sprunghaften Aufladungen beim Zusammentreffen einer mit dem Geschwindigkeitssprung entstehenden adiabatischen Temperaturerniedrigung, einer hinreichenden Feuchtigkeit und einem genügend hohen Gehalt an Kondensationskernen entstehen. Man muß offenbar annehmen, daß bei diesem Vorgang die Kondensationskerne — unter noch nicht geklärter Mitwirkung des Kondensationsprozesses — von den polaren Kristallen unter deutlicher Bevorzugung der positiven in irgend einer Weise gebunden werden. Gestützt wird diese Annahme durch den experimentellen Nachweis der „komplementären" Ladung in der am Versuchskörper vorbeistreichenden Luft.

Im letzten Abschnitt nimmt dann KRAMER nach einer allgemeinen Übersicht über die WILSONsche und die SIMPSONsche Gewittertheorie und ihre Schwierigkeiten zum FINDEISENschen Gewittermechanismus Stellung. Zunächst bespricht er die bekanntlich von anderer Seite (insbesondere von KRASTANOW und von WALL) gegen FINDEISENS Annahme direkter Eisteilchenbildung in der Atmosphäre durch Sublimation erhobenen Bedenken. Danach darf als sicher gelten, daß in der Atmosphäre die Bildung von Eiswolken nur auf dem Umweg Tröpfchenbildung — Unterkühlung möglich ist. Die Übertragung der FINDEISENschen Laboratoriumsergebnisse – „sofern diese reell sind" (KRAMER) — auf die atmosphärischen Aufladungsvorgänge im Gewitter ist damit ernstlich in Frage gestellt: „Die Theorie von FINDEISEN ist also ebensowenig wie die älteren Theorien von WILSON und SIMPSON in der Lage, eine in allen Fällen befriedigende Erklärung für die Ladungsbildung im Gewitter zu geben."

Bezüglich des Vorzeichens der mit Reifbildung, Reifverdunstung und Vergraupelung verbundenen Elektrisierung stehen die Ergebnisse KRAMERS, wie schon besprochen, in so auffallendem Widerspruch zu FINDEISEN, daß dessen Ergebnisse bezüglich ihrer Realität angezweifelt werden müssen.

An Stelle der damit sehr stark in Frage gestellten FINDEISENschen Gewittertheorie sieht KRAMER folgenden Mechanismus als diskutabel an:

Nach seinen Versuchen sind bei der Bildung von Reifbelag zwei einander entgegenwirkende Prozesse am Werk: Die anfänglich positive Aufladung des Versuchskörpers geht bei kontinuierlichem Verlauf bald in eine negative über; anderseits deutet sein „Sprungeffekt" auf positive Aufladung des Reifbelages bei adiabatischer Expansion hin. Danach sollte man bei Übertragung dessen

auf die Atmosphäre erwarten, daß die im Aufwindstrom aus unterkühlten Tröpfchen entstehenden „jungen" Eisteilchen infolge der adiabatischen Expansion beim Aufsteigen positive Ladung annehmen und dann, wenn sie bei weiterem Wachsen unter Schwerewirkung absinken, durch weitere Anreifung „altern" und dabei negativ werden. Ein so gearteter Mechanismus führt zum richtigen Ladungsaufbau im Gewitter und steht mit dem Befund von Ross Gunn über die Ladung der Niederschlagsteilchen in verschiedenen Höhen der Gewitterwolke im Einklang. H. Israël, Buchau a. F.

Die Eisphase in der Atmosphäre. Von H. Weickmann. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 6.) Mit 7 Tafeln, 54 S. Bad Kissingen: 1949.

An der Frage der Niederschlagsbildung wird in den letzten Jahren in zahlreichen Ländern gleichzeitig gearbeitet, ohne daß jedoch im Moment eine endgültige Lösung des Problems erreicht wäre. Die intensive Forschung auf diesem Gebiet war insbesondere durch den Weltkrieg bedingt.

Die Untersuchung von H. Weickmann über die Eisphase in der Atmosphäre bringt uns neue, wesentliche Erkenntnisse, die auch durch die Arbeiten von Findeisen angeregt wurden (Vgl. diese Ztschr. Ser. A, 2, S. 158).

Das wohl wichtigste erste Kapitel behandelt die Entstehung der *Eisphase*. Es wird dargelegt, daß nach der Theorie von Volmer aus energetischen Gründen bis zu — 72° C aus der Dampfphase zuerst die flüssige Phase gebildet wird und erst nachher die Eisphase. Die Keimbildungsarbeit ist im Temperaturbereich der Troposphäre für Wassertröpfchen kleiner als für Eis; erst unterhalb — 72° C setzt auf jeden Fall spontan Eisbildung ein. Die Tröpfchenbildung selbst erfolgt an Kondensationskernen; an völlig benetzten Kernen wird die Keimbildungsarbeit gleich Null. Nach der Theorie können aber auch *nicht* hygroskopische Körper mit benetzbarer Oberfläche die gleiche Wirkung ausüben, insbesondere wenn die Kerne konkave Oberflächenstücke aufweisen. In bezug auf die Sublimationskerne wird hier endlich einmal klar hervorgehoben, daß diese in jeder Beziehung isomorph sein müssen: das bedingt hinsichtlich Feinbau kristallographische Identität und hinsichtlich Chemie gleiche Eigenschaften. Eine nur geometrische Identität (Quarz) genügt nicht, da dadurch die Keimarbeit nicht abgenommen wird, so daß doch wieder der Übergang zum Eis über die flüssige Phase geschehen muß. Nach theoretischen Überlegungen kommt Weickmann zum Schluß, daß in der freien Atmosphäre wohl überhaupt keine isomorphen Körper vorkommen, womit die bisherige *Sublimationskerntheorie* für die Bildung der Eiskristalle dahinfallen muß. Bei dieser Gelegenheit wird auf die verschiedene Struktur von Quarz und Eis hingewiesen; bei der ersteren handelt es sich um eine Atomstruktur, bei der letzteren um eine Ionenstruktur.

Aus den Versuchen geht hervor, daß eine Frostübersättigung allein nicht genügt, um Eiskristalle zu bilden, sondern es muß wenigstens nahezu Wassersättigung erreicht werden. Auf Grund der Erkenntnis, daß wohl Eiskristallbildung stets an Kernen, aber nur bei Wassersättigung eintritt, ging Weickmann an die Erforschung der *Gefrierkerne*; diese wirken sowohl als Kondensationskerne wie als Kristallkeime. Hygroskopische Kerne veranlassen keine Kristallbildung, diese erfolgt im wesentlichen durch Kapillarkondensation in frostübersättigtem Raume an *festen* Kernen. An Hand aufgefangener Cirrenteilchen, wie sie wohl erstmals in dieser umfassenden Art untersucht wurden, konnten die wasserunlöslichen Teilchen unter dem Mikroskop in

der Größenordnung von 1 μ beobachtet werden. Nach den bisherigen Resultaten gibt es feste, wasserunlösliche Kondensationskerne sowie feste, wasserlösliche Kondensationskerne, die jedoch erst von einer bestimmten Temperatur ab als Gefrierkerne wirken; flüssige, wasserlösliche und gasförmige Kondensationskerne sind hingegen *keine* Gefrierkerne. Die Wirkung wasserunlöslicher, flüssiger Kondensationskerne ist noch unbekannt.

Auf Grund seiner Untersuchungsresultate kommt Weickmann zu genaueren Anschauungen über das Aussehen und das Vorkommen der Eisphase, wofür er folgendes Verteilungsschema aufstellt:

1. Untere Troposphäre mit geringer Eisübersättigung, aber großer absoluter Feuchte und mit Temperaturen zwischen 0° und — 15°: *Nimbostratusbereich mit Sternchen und Plättchen*;

2. Mittlere Troposphäre mit Temperaturen zwischen — 15° und — 30° mit mittlerer Eisübersättigung und mittlerer absoluter Feuchte: *Altostratus- und Altocumulusbereich mit dicken Plättchen und Prismen* (einzeln und in Büscheln);

3. Hohe Troposphäre mit großer Eisübersättigung und geringer absoluter Feuchte bei Temperaturen zwischen — 30° und — 60°: *Cirrenbereich*: *a*) *Konvektionscirren mit überwiegend Hohlprismen* (Zwillinge oder Büschel), *b*) *Cirrostratus mit Vollprismen* (einzeln).

An Hand dieser Übersicht läßt sich eine gewisse Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Eiskristalle erkennen, die allerdings noch eingehender Beobachtungen und Experimente bedarf.

Neben der Temperatur sind aber auch noch andere Faktoren für die Gestalt der Eiskristalle maßgebend, nämlich einerseits das Zusammenspiel der Kristallgitterkräfte, das vom Anlagerungsmechanismus der Kristallbausteine, ihrer Bindungsweise, der Flächenkeimbildung und örtlichen Keimbildungserleichterungen bedingt ist, anderseits Umweltfaktoren wie der physikalische Zustand der Atmosphäre, Temperatur und Sättigung der Nährphase. Doch ist man über alle diese Punkte noch zu wenig genau orientiert, um eindeutige Schlüsse ziehen zu können.

Auf Grund der genannten Faktoren der gestaltbildenden Kräfte läßt sich das Wachstum der Eiskristalle erklären, so das der Becher- bzw. Schüsselbildungen aus der Ionenstruktur und der Analogie zu NaCl-Kristallen. Für die Bildung der Flächenkeime ist dagegen eine gewisse Übersättigung notwendig; nach Volmer ist dafür ca. 20% Eisübersättigung erforderlich, die bei etwa — 20° erreicht wird. Bei geringerer Eisübersättigung und höheren Temperaturen wird die Keimbildung an den Flächen im Vergleich mit den Kanten und Ecken verstärkt sein, so daß mehr plane Formen, Plättchen und Dendriten, entstehen.

Weickmann gibt in seiner Arbeit sehr viel Beobachtungsmaterial aus den Höhenflügen bekannt, das die theoretischen Überlegungen weitgehend bestätigt, aber in bezug auf die Abgrenzung der einzelnen Entstehungssphären noch manche Frage offen läßt. In der Arbeit überschneiden sich die Temperaturbereiche für das Auftreten der Kristallformen, so daß die Zuordnung noch keineswegs eindeutig ist. Die Formen sind wohl mindestens so stark auch von der Nährphase abhängig. Eindeutige Zusammenhänge werden sich wohl erst mit der Möglichkeit genauer Feuchtemessung bei tiefen Temperaturen in der Atmosphäre aufzeigen lassen; auch experimentelle Untersuchungen dürften weitere Fortschritte in der ganzen Frage bringen.

Die vorliegenden Untersuchungen von Weickmann klären auch manche Erscheinungen und Beobachtungen über die Halobildungen auf. Ferner sind

Föhnwolken beschrieben, die vom flüssigen Zustand auf der Vorderseite in festen Zustand auf der Rückseite übergehen, wobei typische Hohlprismen entstanden, welche Formen für Konvektionscirren (große Eisübersättigung) charakteristisch sind. Es bleibt nun weiteren Untersuchungen vorbehalten, die bisherigen Ergebnisse zu präzisieren und in vermehrtem Maße mit dem Wettergeschehen in Zusammenhang zu bringen.

Th. Zingg, Weißfluhjoch-Davos.

Ein neuer Erhaltungs-Satz der Hydrodynamik. Von H. Ertel und C. G. Rossby. (Sitzungs-Berichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin, Math. nat. Kl.: Nr. 1.) 11 S., Berlin: Akademie-Verlag. 1949. DM 1.50.

Die Verf. beweisen auf mathematisch elegante Art, daß die Anwendung des Eulerschen Operators $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\,\Delta$ auf das Produkt $\sigma\,\vec{\xi}\,.\,(\vec{v} - \Delta\, W)$, wo σ das spezifische Volumen einer sich in einem Potentialfeld bewegenden Flüssigkeit mit einer für alle Partikel geltenden Piezotropie-Relation $\varrho = \varrho\,(p)$, $\vec{\xi} = \mathrm{rot}\,\vec{v}$ den Wirbelvektor, $\vec{v}$ den Geschwindigkeitsvektor und W die Wirkungsfunktion $\int_0^t (E_{\mathrm{kin}} - E_{\mathrm{pot}})\,dt$ bedeuten, immer Null ergibt. Dies besagt, daß das oben erwähnte Produkt bei einer Wirbelströmung idealer Flüssigkeiten für jede bewegte Partikel längs jeder Trajektorie der Partikel den von der Zeit unabhängigen konstanten Wert $\overset{0}{\sigma}\,(\overset{0}{\xi}_x \overset{0}{v}_x + \overset{0}{\xi}_y \overset{0}{v}_y + \overset{0}{\xi}_z \overset{0}{v}_z)$ besitzt. Eine Anwendung dieses Erhaltungssatzes erfolgt in der vorliegenden Arbeit noch nicht.

F. Steinhauser, Wien.

Über die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens und des Schnees und den Wärmeumsatz im Erdboden. Von J. Bracht. (Veröffentlichungen des Geophysikalischen Institutes der Universität Leipzig: XIV, Heft 3) Mit 19 Textabb., 81 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1949.

Die Arbeit stellt einen sorgfältig durchgeführten Versuch dar, die Wärmeleitfähigkeit im Schnee und im Erdboden möglichst genau experimentell zu bestimmen. Die Ergebnisse wurden mit früheren Untersuchungen verglichen. Es wurde ein Wärmeleitfähigkeitsmesser nach dem Prinzip von Albrecht verwendet; anderseits wurde mit Hilfe von Widerstandsthermometern die Temperatur an der Oberfläche und in verschiedenen Tiefen registriert. Dadurch war es möglich, die direkt gemessene Wärmeleitfähigkeit mit der aus der harmonischen Analyse der Temperaturwellen resultierenden zu vergleichen. Die notwendigen Dichtemessungen wurden ebenfalls laufend durchgeführt.

Die Ergebnisse beim Schnee lassen sich am besten in Form einer quadratischen Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Dichte — ähnlich der empirischen Formel von Abels — darstellen. Allerdings ergab sich für die Konstante ein kleinerer Betrag als der von Abels abgeleitete. Die harmonische Analyse der Temperaturwellen im Schnee zeigt das schon von Keränen festgestellte Ergebnis, daß die aus den Phasenzeiten berechneten Wärmeleitfähigkeiten rund doppelt so groß sind, als aus der Abnahme der Amplituden folgen würde. Dabei stimmen die letzteren Werte mit den mit Hilfe des Wärmeleitfähigkeitsmessers bestimmten gut überein. Diese einsinnige Ab-

weichung der von der klassischen Theorie geforderten Gleichwertigkeit der beiden Bestimmungsmethoden erscheint beachtenswert besonders im Hinblick auf eine Revision der klassischen Theorie unter Einbeziehung der Strahlungsdurchlässigkeit, wie dies vom Referenten [Arch. Met. Geophys. u. Bioklim. A 1, 62, (1948)] durchgeführt wurde. Eine weitere interessante Tatsache stellt die vom Autor gewonnene Erfahrung dar, daß die Wärmeleitfähigkeit in den obersten 2 cm wegen des lockeren Gefüges und der im Schnee enthaltenen Luft nicht zu bestimmen war. Es dürfte eben in diesen Schichten, wie ebenfalls vom Referenten a. a. O. vermutet wurde, für den Wärmetransport maßgeblich ein Austausch verantwortlich sein, der die molekulare Leitfähigkeit bei weitem übertrifft

Auf dieselbe Weise wurde im Sommerhalbjahr 1940 die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens untersucht. Bei den Temperaturmessungen wurde jeder einzelne Tagesgang für fünf verschiedene Tiefen harmonisch analysiert und sodann aus den 30 bzw. 31 Tagen das Mittel gebildet. Die aus der Amplitudenabnahme bzw. aus der Phasenverzögerung sich ergebenden Leitfähigkeiten zeigen in den obersten Schichten bis etwa 10 cm Tiefe mehr oder weniger große Abweichungen voneinander. Im allgemeinen sind die logarithmischen Dekremente der Amplituden größer als die Verzögerung der Phasenzeiten, was ein umgekehrtes Verhalten darstellt, als es Keränen in Sodankylä gefunden hat. In tieferen Schichten ist die von der Theorie geforderte Gleichheit der beiden Größen weitgehend erfüllt, was im Einklang mit den bisherigen Untersuchungen steht. Sehr interessant sind die Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit von einem Monat zum anderen, was vor allem in der verschiedenen Bodenfeuchte durch unterschiedliche Niederschlagstätigkeit erklärt wird.

Diese Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Feuchte, das heißt von dem Niederschlag, wird besonders deutlich in den Registrierungen, die mit dem Wärmeleitfähigkeitsmesser durchgeführt wurden. Jedesmal hat nach gefallenem Niederschlag die Leitfähigkeit sprunghaft zugenommen, wobei entsprechend der Intensität des Niederschlags verschieden tiefe Schichten davon erfaßt wurden. Diese direkten experimentellen Ergebnisse unterscheiden sich von den aus den Temperaturwellen sich ergebenden Werten in den obersten Schichten beträchtlich. In tieferen Schichten ist die Übereinstimmung besser. Ein abschliessendes Urteil über die Güte der beiden Methoden kann nur bei homogenem Boden gefällt werden, was in den seltensten Fällen erfüllt sein dürfte.

Schließlich wurde noch der Wärmeumsatz in 1,5 cm Tiefe aus der laufend registrierten Temperaturdifferenz zwischen 1 und 2 cm ermittelt. Dabei ergibt sich, daß die Wärmemengen für die Monate mit so unterschiedlichem Witterungsablauf nahezu gleich groß sind. Dieses zunächst überraschende Resultat findet seine Erklärung darin, daß der Boden in dem trockenen Juni 1940 eine geringere Wärmeleitfähigkeit, aber größere Temperaturgradienten aufwies, während es im Juli gerade umgekehrt war. Das Produkt aus Wärmeleitfähigkeit und Temperaturdifferenz ist also für die so unterschiedlichen Monate größenordnungsmäßig dasselbe.

Die direkten Meßergebnisse sowie die Resultate der harmonischen Analyse sind ausführlich in Form von Tabellen und Abbildungen dargestellt, so daß die Werte auch für weitere Untersuchungen direkt zugänglich sind.

H. Reuter, Wien.

Glacial Meteorological Investigations on the Kårsa Glacier in Swedish Lappland 1942—1948. Von C. Chr. Wallén. (Geogr. Annaler 1948—1949, S. 1—240.)

Will man die Ursachen der seit langem überall beobachteten Gletscherrückgänge oder der Gletscherschwankungen überhaupt kennen lernen, so muß man zunächst die Wirkungsweise der physikalischen und meteorologischen Faktoren, die auf den Massenhaushalt der Gletscher Einfluß haben, nicht nur qualitativ, sondern auch *quantitativ* erfassen können. Die darauf abzielenden Untersuchungen sind recht kompliziert. Für den Bereich der nordischen Gletscher haben insbesondere Sverdrup und Ahlmann in jüngster Zeit das Problem aufgegriffen. Die vorliegende Arbeit stellt wieder einen bedeutungsvollen neuen Beitrag zur Erfassung der glazial-meteorologischen Beziehungen dar. Ausgehend von der Behandlung der verwendeten Meßmethoden für Strahlung, Temperatur, Feuchtigkeit und Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen über dem Gletscher werden aus den gewonnenen Meßergebnissen die auf die Wirkung der Strahlung, der Erwärmung aus der Luft, der Erwärmung durch Kondensation und der Verdunstung zurückzuführenden Anteile des Massenverlustes des Gletschers in der Ablationszeit, die durch die Andauer der Temperatur über Null Grad abgegrenzt wird, berechnet. Die Arbeit bringt zum Teil ganz neue Einblicke in die im Jahresgang wechselnde Bedeutung der einzelnen Faktoren und zum Teil auch Ergebnisse, die von ähnlichen Untersuchungen an anderen Gletschern abweichen. Aus den Ergebnissen konnte der Verfasser auch die durchschnittlichen Jahresgänge der Ablation für mehrjährige Zeitabschnitte sowie die gesamten Massenumsätze des Gletschers berechnen und auch den Einfluß der meteorologischen Faktoren auf die Gletscherschwankungen ableiten.

Die Untersuchungen wurden auf dem Kårsa-Gletscher in Nordschweden (68° N, 18° E) durchgeführt, der sich mit einem Flächeninhalt von 1,95 km² bei 1 km Breite über 3 km Länge von 800 bis über 1400 m Höhe erstreckt. Die einkommende Gesamtstrahlung wurde mit einem Robitzsch-Aktinographen gemessen, der durch ein Solarimeter kontrolliert wurde. Als Albedowerte wurden für gefrorenen Altschnee 70 bis 75%, für feuchten schmelzenden Schnee 60% und für Gletschereis 40% (abweichend von 50% bei Sverdrup) bestimmt und den Berechnungen zugrundegelegt. Die Ausstrahlung wurde nach der Ångström-Formel zu $R = 0{,}142$ cal/cm² min und damit wohl etwas zu hoch angenommen. Der Einfluß der Bewölkung ist nach $R_c = R\,(1 - \varkappa\, C)$ unter Verwendung der von Philipps für verschiedene Wolkenhöhen berechneten $\varkappa$-Werte berücksichtigt worden. Zur Erfassung des Wärme- und Wasserdampfaustausches zwischen Gletscherfläche und Atmosphäre wurden Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen und Windregistrierungen in verschiedenen Höhen zwischen 10 cm und 6 m über dem Gletscher durchgeführt. An verschiedenen Stellen des Gletschers vorgenommene Messungen ergaben für jedes Jahr die Akkumulation und Ablation. An der Versuchsstation war auch ein Ablatograph eingesetzt.

Die Abnahme der Ablation mit der Höhe ist im schneefreien Gletschergebiet viel größer als im schneebedeckten, woraus die große Bedeutung der Höhe der Firngrenze für den Massenhaushalt der Gletscher ersichtlich wird.

Die Frage nach dem Einfluß der meteorologischen Faktoren auf den Gletscher ist durch die Berechnung der Wärmebilanz der Gletscheroberfläche zu beantworten. Diese ist für die Ablationszeit gegeben durch

$$80\,H = \alpha\,J - R \pm Q_a + 600\,F,$$

wo H die gesamte Ablation in cm Wasser, α der Anteil der absorbierten Globalstrahlung J, R die langwellige effektive Ausstrahlung, Q_a die Wärmezu- oder -abfuhr durch Massenaustausch oder Leitung aus der Luft und F die durch Kondensation der Gletscheroberfläche zugeführte Wassermenge bzw. die ihr durch Verdunstung entzogene Wassermenge bedeuten. Die Schwierigkeit besteht in der richtigen Bestimmung von Q_a durch die richtige Erfassung des Austausches. Hiezu wird für die Temperatur, für die Wasserdampf- und für die Windänderung mit der Höhe ein Potenzgesetz von der Form $u = u_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^{n_u}$ und eine Abhängigkeit des Impuls-Austauschkoeffizienten von der Höhe nach $\eta = \eta_1 z^{n_u - 1}$ angenommen. Den Wärmetransport durch den Austausch A erhält man aus $Q_a = c_p A \frac{d\Theta}{dz}$, wo Θ die potentielle Temperatur angibt. Die Messungen ergaben, daß der Potenzexponent $1/n_u$ für die Windänderung von dem Exponenten $1/n_\Theta$ für die Temperaturänderung verschieden ist. n_Θ wurde um viel mehr größer als n_u gefunden, als bei ähnlichen Untersuchungen Sverdrup angenommen hatte. Dabei spielt die Tatsache eine Rolle, daß sich auf dem geneigten Gletscher häufig ein Gletscherwind entwickelt, in dem die Windgeschwindigkeit mit der Höhe nicht zu, sondern abnimmt, was bei einem ebenen Gletscher nicht der Fall ist. Für den Wasserdampftransport gilt $F = A \frac{df}{dz} = A \frac{0.623}{p} \frac{de}{dz}$, wo f die spezifische Feuchte und e den Dampfdruck angibt.

Unter Berücksichtigung einer linearen Abhängigkeit des Wärmeaustauschkoeffienten von der Windgeschwindigkeit werden zur Berechnung der Wärmeumsätze Q_a und $600\,F$ Formeln entwickelt, die formal den von Sverdrup angegebenen ähnlich sind, von diesen aber durch die Werte des Wärmeaustauschkoeffizienten A und durch die Unterschiede zwischen dem für die vertikale Temperatur- bzw. Windschichtung berechneten Potenzexponenten n_Θ und n_u abweichen. Die damit für verschiedene Ablationsperioden mit gleichen Wetterbedingungen durchgeführten Berechnungen der Wärmeumsatzmengen Q_a und $600\,F$ lassen die Bedeutung der meteorologischen Faktoren Strahlung, Wärmezufuhr aus der Luft durch den advektiv-konvektiven Massenaustausch, Wärmezufuhr durch Kondensation oder Abgabe durch Verdunstung und ihre Änderungen im Laufe der Ablationsperiode erkennen. Ferner konnte damit die Bedeutung der einzelnen Faktoren für die Ablation unter verschiedenen Witterungsbedingungen untersucht werden. Für die einzelnen meteorologischen Faktoren konnten auch die Wetterbedingungen abgeleitet werden, die sie in verschiedenen Zeitabschnitten der Ablationsperiode für die Ablation am wirksamsten machen.

Während die Wirkung der Verdunstung auf die Ablation abgesehen von einem ganz kleinen Anteil im Frühling überhaupt vernachlässigt werden kann, hat die Windgeschwindigkeit besonders auf die relative Bedeutung der meteorologischen Faktoren sogar mehr Einfluß als die Bewölkung. Für die Abhängigkeit der Ablation durch die Wärmezufuhr aus der Luft von der Windgeschwindigkeit und der Lufttemperatur wird ein Diagramm angegeben, das besonders die Zunahme der Bedeutung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe der Temperatur quantitativ erkennen läßt. Den größten Anteil an der Ablation hat immer die Strahlung, deren Bedeutung aber im Laufe des Sommers fortschreitend abnimmt. Wegen der großen Albedo-

unterschiede ist die durch die Strahlung bewirkte Ablation von Eis viel größer als die von Schnee.

Aus den für die Periode 1930/39 für die einzelnen Dekaden der Ablationsperiode berechneten durchschnittlichen Ablationsmengen in 1000 m Höhe und aus den Anteilen der einzelnen meteorologischen Faktoren daran ergibt sich, daß das Maximum der Ablation in der ersten Julidekade eintritt und das die Ablation im Juni größer ist als im August. Daraus wird gefolgert, daß die Abweichungen der meteorologischen Elemente vom Normalwert im Juli für die Änderung der Ablation am wirksamsten sind und daß ihre Abweichungen im Juni bedeutungsvoller sind als im August. Der Strahlungsanteil an der Ablation nahm von der ersten Junidekade bis zur letzten Augustdekade bei Schnee von 87 auf 28% und bei Eis von 92 auf 52% ab, und stieg hernach bis zum Ende der Ablationsperiode wieder etwas an. Der Anteil der Wärmezufuhr durch Massenaustausch aus der Luft erhöhte sich von der ersten Junidekade bis zur ersten Septemberdekade bei Schnee von 13 auf 46% und bei Eis von 8 auf 30% (in der zweiten Augustdekade). Der Anteil der Wärmezufuhr durch Kondensation erreichte in der dritten Julidekade mit 22% bei Schnee und 15% bei Eis sein Maximum. Für die ganze Ablationsperiode vom 25. Mai bis 21. September wurde für die Höhe von 1030 m eine Ablation von 252 cm Wasser berechnet, wovon 65% durch Strahlung, 24% durch Erwärmung aus der Luft und 11% durch Kondensationswärme bewirkt wurden.

Durch Extrapolation der meteorologischen Daten und unter Berücksichtigung der verschiedenen Länge der Ablationsperiode in verschiedenen Höhenlagen wurde für den ganzen Gletscher eine gesamte Ablation von 3,8 Millionen m^3 Wasser berechnet, wovon 59% auf die Strahlungswirkung, 30% auf Wärmezufuhr aus der Luft durch den Massenaustausch und 11% auf Kondensationswärme entfallen.

Es ist interessant, daß die entwickelte Berechnungsmethode auch die Möglichkeit gibt, quantitative Berechnungen der Gletscherschwankungen aus der Änderung der meteorologischen Faktoren anzustellen. Unter Berücksichtigung des beträchtlichen Temperaturanstieges in den nordischen Gebieten während der letzten Jahrzehnte und der damit verbundenen Verlängerung der Ablationszeit wird trotz Erhöhung der Bewölkung für die jüngste Zeit eine stärkere Ablation bestimmt als vor 3 Jahrzehnten. Dabei erscheint als wesentlicher Faktor für die Gletscherrückgänge unserer Zeit die erhöhte Wärmezufuhr aus der Luft und aus der Kondensation am Gletscher. Den Schwankungen der Akkumulation ist gegenüber den anderen klimatologischen Faktoren nur eine sekundäre Bedeutung zuzubilligen.

Die Ergebnisse dieser sorgfältigen und in ihren Endwerten sehr interessanten und aufschlußreichen Untersuchungen lassen auch die Notwendigkeit ähnlicher Messungen und Berechnungen an Gletschern mittlerer und niedrigerer geographischer Breiten erkennen. Dabei wäre auch noch der Bedeutung von Faktoren Beachtung zu schenken, die in der vorliegenden Untersuchung noch keine Berücksichtigung finden konnten, wie z. B. der Einfluß des Niederschlagswassers, die Bedeutung des Eindringens der Strahlung in den Schnee, in das Gletschereis und in das Gletscherwasser, eine genauere Erfassung der effektiven Ausstrahlung durch direkte Messungen oder durch Strahlungsbilanzmessungen, eine Kontrolle der berechneten Ablationsbeträge und des Massenhaushaltes des Gletschers durch Abflußmessungen und Niederschlagsbeobachtungen u. a. F. Steinhauser, Wien.

La Météorologie du Navigant. Von A. Viaut. 257 S. Paris: Editions Blondel La Rougery. 1949.

Ausgehend von der Anschauung, daß die Beurteilung der Witterung und der atmosphärischen Zustände eine wachsende Bedeutung für die Fliegerei erhalten hat und daß die Sicherheit der Aviatik mit dem Verständnis der Flieger für die atmosphärischen Vorgänge zunimmt, gibt A. Viaut, der Direktor des französischen meteorologischen Netzes, unter dem Titel einer „Météorologie du Navigant" eine neue Flugmeteorologie heraus; als langjähriger früherer Leiter des Flugwetterdienstes ist er dazu besonders legitimiert. Das Werk bringt zunächst die Voraussetzungen über die Atmosphäre und die meteorologischen Elemente und geht dann auf die Luftbewegungen ein, wobei dem ausländischen Leser besonders die Ausführungen über die lokalen Winde Frankreichs erwünscht sein werden. Beim Föhn wäre zu präzisieren, daß die Föhnmauer Staubewölkung von Sc-Typ darstellt, die im Luv entsteht und bis über die Gebirgskette hinüberreicht, während die Ac lent im Lee in reiner Föhnluft auftreten. In Kapitel III werden die Begriffe der Luftmassen und Fronten entwickelt, während in Kapitel IV die Wolken und der speziell von den Franzosen entwickelte Begriff des „système nuageux" mit Hilfe zahlreicher Wolkenaufnahmen erläutert, außerdem auch Sicht, Nebel und Vereisung behandelt werden. In den letzten zwei Kapiteln werden schließlich die Grundlagen und Hilfsmittel der Flugwetterberatung diskutiert und an Hand eines Transatlantikfluges erläutert.

Die Darstellung von Viaut richtet sich nicht in erster Linie an den Fachmeteorologen, wenn gleich auch dieser manche wertvolle Anregung daraus entnehmen kann. Als Leser ist vielmehr der Nichtfachmann gedacht, dem als Flieger die Erfahrungstatsachen wichtig sind, nicht dagegen ihre inneren Zusammenhänge und ihre physikalische Erklärung. Aus diesem Grunde werden vor allem empirische Regeln aufgestellt, diese jedoch nicht durch physikalische Gesetze genauer begründet. Gegenüber dem früheren „Manuel de météorologie du pilote" von Dedebant und Viaut stellt das neue Werk jedoch ganz wesentlich höhere Anforderungen an das Verständnis des Lesers, speziell auf dem Gebiete der Synoptik. W. Mörikofer, Davos.

Die meteorologischen Instrumente. Von J. Reiner. Mit 135 Textabb. 170 S. Pössneck: R. A. Lang Verlag. 1949.

Das Buch wird heute, da die früheren Werke über meteorologische Instrumentenkunde, wie das große Handbuch von Kleinschmidt und auch Linkes Taschenbuch vergriffen sind, den angehenden Meteorologen und besonders den Praktikern der Technik und der Industriebetriebe, die für ihre Zwecke meteorologische Elemente messen müssen, willkommen sein. Es werden in einfacher Darstellung die wichtigsten Meß- und Registriergeräte mit ihren Fehlermöglichkeiten, Einrichtungen für Fernregistrierungen und Eichgeräte besprochen. Sehr zahlreiche Bildbeigaben veranschaulichen die Form und Wirkungsweise der meisten Instrumente. Der Verfasser bespricht auch einige Modifikationen meteorologischer Instrumente, die besonders für spezielle Zwecke der technischen und der industriellen Praxis entwickelt worden sind. In dem Rahmen, der dem Buch zur Verfügung stand, konnte natürlich nur eine Auswahl von Meßgeräten behandelt werden. Diese ist bei den Instrumenten zur Temperatur-, Luftdruck-, Feuchtigkeit-, Niederschlags- und Windmessung in hinreichendem Ausmaß getroffen worden. Dagegen ist die Auswahl bei den Instrumenten zur Strahlungsmessung und

bei den aerologischen Meßgeräten völlig unzulänglich. Radiosonden werden nicht einmal erwähnt. Auch unter den Verdunstungsmessern vermißt man Geräte zur Erfassung der natürlichen Verdunstung, wie z. B. das Lysimeter. Im Abschnitt über die Luftdruckmessung wären die Bemerkungen über die Anwendung des Barometers besser unterblieben, da sie zum Teil irreführend sind oder mißverständlich aufgefaßt werden können.

F. Steinhauser, Wien.

La radiosonde suisse. Von J. Lugeon, P. Ackermann, M. Bohnenblust. (Annales de la station centrale suisse de Météorologie.) 17 S. 1948.

Ein wesentliches Merkmal dieser Sonde ist die Art der Übertragung von den p, t und u empfindlichen Element auf den Sender. Dies geschieht in den meisten Fällen durch Verwendung von Kontakten und Relais. Unvermeidlich tritt hierbei eine Verfälschung in der Weitergabe der Anzeigen ein, denn die genannten Vorrichtungen erfordern ja immer einen Aufwand von Kraft, der aus dem anzeigenden Element entnommen wird. Zur eigentlichen Anzeige steht also nur ein mehr oder weniger großer Rest zur Verfügung.

Bei der Schweizer Sonde ist dieser Übelstand auf glückliche Weise beseitigt. Zur Anzeige selbst wird der Weg der Frequenzänderung beschritten, das heißt also, die fortlaufende Ausstrahlung ändert ihre Frequenz. Dies geschieht durch folgende Anordnung: Ein gutes Uhrwerk — welches zu beschaffen gerade in der Schweiz nicht schwer fällt — dreht einen leichten Zeiger. Dieser trägt am Ende ein Blättchen. Das druckempfindliche Element dreht einen ähnlich gebauten Zeiger, welcher aber nicht umläuft, sondern bloß einen Sektor von 99° bestreichen kann. In gleicher Weise stehen für den Temperaturzeiger 100° und für den Feuchtezeiger 89° zur Verfügung. Diese drei Zeiger bewegen sich in Ebenen, die zu der des ersten umlaufenden Zeigers parallel sind. Die Blättchen an den Enden bilden die Belegung eines Kondensators, was eine Änderung der Frequenz bewirkt. Zu Anfang und Ende des Umlaufes kommt der Zeiger mit zwei fixen Blättchen zur Deckung, wodurch eine Kontrolle der Umlaufszeit ermöglicht wird.

Im Empfänger wird nicht der Betrag der so erzielten Frequenzänderung registriert, sondern deren Zeitpunkt. Dies hat den Vorteil, daß stetige Frequenzänderungen, die sich beim Aufstieg durch Nachlassen der Batteriespannung, aber auch durch thermische Veränderungen im Aufbau des ganzen Gerätes einstellen, ohne Bedeutung sind.

Die Frequenzänderung setzt scharf ein, ihr Zeitpunkt steht in übersichtlichem Zusammenhang mit dem anzeigenden Element.

Daß die Ausführung des Gerätes die reiche Erfahrung sowohl der meteorologischen Anstalt als auch der damit befaßten Industrie zeigt, braucht wohl in diesem Falle nicht besonders betont zu werden.

J. Lukesch, Wien.

Magnetische Reichsvermessung 1935.0. Von R. Bock, F. Burmeister und F. Errulat. Teil I: Tabellen. (Geophysikalisches Institut Potsdam: Abhandlungen. Herausgegeben von R. Bock: Nr. 6.) 53 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1948.

Eine einheitliche, auf dieselbe Epoche sich beziehende magnetische Aufnahme des deutschen Reichsgebietes ist erst sehr spät zustandegekommen. Zunächst gab es nur einzelne Landesaufnahmen, die zu ganz verschiedenen Zeiten und nach teilweise verschiedenen Gesichtspunkten ausgeführt worden

waren. Erst um das Jahr 1935 konnte das immer stärker gewordene Bedürfnis nach einer einheitlichen, genügend dichten und dem neuesten Stand der Beobachtungstechnik entsprechenden Landesaufnahme befriedigt werden. Es war die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, die die Mittel für eine rasche Durchführung der Reichsaufnahme gewährte.

Die gesamten Vermessungsarbeiten wurden in zwei Jahren (1934, 1935) von vier Beobachtern ausgeführt. Gemessen wurden an jeder Station: zwei D-Werte, vier I-Werte mit Erdinduktor und vier H-Werte, bestimmt aus Ablenkungs- und Schwingungsbeobachtungen mit zwei Magneten. Überdies wurden Feldwaagen zur Bestimmung der Z-Differenzen zwischen zwei Beobachtungsstationen verwendet. Die Beobachtungen wurden ausschließlich an trigonometrisch bestimmten Punkten der geodätischen Landesvermessung angestellt. Die Reduktion der Beobachtungen erfolgte einheitlich nach den Registrierungen zu Niemegk. Der Einfluß der Säkularvariation war wegen der raschen Durchführung aller Feldarbeiten nur sehr gering.

Die vorliegende Veröffentlichung enthält die Ergebnisse der einzelnen Beobachtungsstationen reduziert auf 1935. 0; es werden sämtliche magnetische Elemente und Komponenten, die Gleichungen des Normalfeldes, und die Bestimmungsstücke des Störungsvektors für jede Station in Form von sehr übersichtlichen, geschickt zusammengestellten Tabellen mitgeteilt. F. Burmeister hat bei der Berechnung des Normalfeldes auch die Ergebnisse der angrenzenden Länder berücksichtigt, so daß die mitgeteilten Normalfeldformeln für die Darstellung der mittleren Feldverhältnisse als sachlich zutreffend anzusehen sind.

Infolge des Krieges und der Nachkriegsverhältnisse verzögerte sich leider die Veröffentlichung der Ergebnisse der so rasch ausgeführten Vermessung, durch die nun aber eine große Lücke in der Kenntnis des Feldzustandes in Mitteleuropa endgültig geschlossen wird. M. Toperczer, Wien.

Katalog der Jahresmittel der magnetischen Elemente der Observatorien und der Stationen, an denen eine Zeitlang erdmagnetische Beobachtungen stattfanden. Von R. Bock. Ergänzt und weitergeführt von W. Schumann. Band I: Einleitung und Übersicht. — Stationen von + 900 bis + 550. — Band II: Stationen von + 549 bis + 450. — Band III: Stationen von + 449 bis 000. — Band IV: Stationen von — 001 bis — 900. (Geophysikalisches Institut Potsdam: Abhandlungen. Herausgegeben von R. Bock: Nr. 8, 9, 10, 11.) Berlin: Akademie-Verlag. 1948.

Das vorliegende Sammelwerk enthält die derzeit wohl umfangreichste und vollständigste Sammlung fortlaufender erdmagnetischer Beobachtungen. Seine Bedeutung besteht darin, daß hier, soweit derartige Beobachtungsergebnisse in der Literatur erreichbar waren, dieselben in einheitlicher, durchaus objektiver und zuverlässiger Weise dem einzelnen Forscher übersichtlich zugänglich gemacht wurden.

Der Katalog enthält die Jahresmittelwerte der erdmagnetischen Elemente von 219 verschiedenen Beobachtungsorten, an denen so lange magnetische Beobachtungen ausgeführt wurden, um mindestens einen Epochenwert mit Sicherheit ableiten zu können. Außer den langen Beobachtungsreihen der magnetischen Observatorien sind auch die verhältnismäßig kurzzeitig tätig gewesenen Polarstationen in die Sammlung mit aufgenommen worden. Gerade sie sind wegen ihrer Lage in der Umgebung der magnetischen Pole von besonderer Bedeutung für die Kenntnis des Feldzustandes.

Für jeden Beobachtungsort sind nicht nur die Jahresmittelwerte der direkt beobachteten Feldgrößen angegeben, sondern es sind auch, soweit die vorhandenen Angaben dazu ausreichten, außer der Deklination, Inklination und Horizontalintensität auch die rechtwinkligen Komponenten X, R, Z und die Totalintensität berechnet worden. Für den Benützer des Katalogs ist damit eine erhebliche Ersparnis an Rechenarbeit geboten.

Die Reihenfolge der einzelnen Stationen im Katalog ist durch die geographische Breite und den zur Station gehörigen Meridianstreifen der internationalen Weltkarte 1: 1,000.000 festgelegt. Das ganze Werk ist so angeordnet, daß es jederzeit durch Einfügung neuer Blätter ergänzt werden kann In der Einleitung zu jeder mitgeteilten Beobachtungsreihe sind zunächst die Quellen angegeben, denen die veröffentlichten Werte entnommen wurden. In einzelnen Fällen sind auf Grund späterer Erkenntnisse Korrekturen an die ursprünglich veröffentlichten Werte angebracht worden, ausnahmsweise auch Lücken geringen Umfangs in längeren Reihen durch Interpolation ergänzt worden. Eine jede derartige Veränderung des ursprünglichen Materials ist in der Einleitung ausdrücklich angezeigt und sachlich begründet worden.

Zur Herstellung langer Reihen bei einer aus technischen Gründen notwendig gewordenen Verlegung des Beobachtungsortes, wie dies bei einer größeren Zahl von Observatorien im Laufe der Zeit der Fall war, sind nicht nur die einzelnen Teilreihen angegeben, sondern auch die auf einen einheitlichen Beobachtungsort reduzierte Gesamtreihe, wobei die zur Reduktion erforderlichen Ortsdifferenzen jedesmal angeführt wurden. Eine solche Reduktion ist nur dort ausgeführt, wo die Ortsdifferenzen tatsächlich aus der Literatur bekannt sind. Jeder willkürliche Eingriff in das Beobachtungsmaterial ist vermieden worden, die Darstellung bleibt immer streng objektiv. Bei allen längeren Reihen ist zum Schluß noch eine graphische Darstellung des zeitlichen Verlaufes aller mitgeteilten magnetischen Elemente und Komponenten beigefügt.

Somit erfüllt die hier vorliegende Sammlung jede Anforderung, die der Benützer an sie hinsichtlich ihrer Genauigkeit, Zuverlässigkeit und Übersichtlichkeit stellen kann. M. Toperczer, Wien.

Einführung in die Physik der festen Erde. Von H. Berg. Mit 107 Textabb., 296 S. Stuttgart: S. Hirzel. 1949. DM 14,80.

Der Verf. hat in den letzten Jahren bereits einführende Lehrbücher aus dem Gebiete der Meteorologie veröffentlicht und bringt uns nun in dem vorliegenden Werk auch eine Einführung in die Geophysik für Studierende und für Angehörige verwandter Fachrichtungen. Dabei zeigt er wieder großes Geschick in einfacher und anschaulicher Darstellung und in der Exaktheit des Gebotenen. Er behandelt auch die neuesten geophysikalischen Forschungsergebnisse und bringt dabei klar zum Ausdruck, welche Probleme noch umstritten oder ungelöst sind. Eine derartige Einführung in die Geophysik kommt unzweifelhaft einem großen Bedürfnis entgegen.

Der Inhalt des Buches ist auf die Physik der festen Erde beschränkt. Nach einer Darstellung der geometrischen Gestalt der Erde werden die Methoden und Ergebnisse der astronomischen und geodätischen Messungen zur Bestimmung von Gestalt und Dimension der Erde (50 S.) ausführlicher behandelt und der Begriff des Geoids sowie die Darstellung seiner Form (21 S.) entwickelt. Daran schließt sich eine Darstellung der Methoden und

Ergebnisse der Schwerkraftmessungen, ihrer Reduktionsverfahren und der räumlichen und zeitlichen Änderungen der Schwerkraft (56 S.), ferner die Entwicklung des Begriffes der Isostasie mit einer Besprechung der Untersuchungen über den isostatischen Aufbau der Erdkruste in verschiedenen Teilen der Erde und der Ansichten über die Kontinentalverschiebungen (18 S.). Die folgenden Abschnitte behandeln die Häufigkeiten, Verbreitung, Auswirkungen, Arten und Periodizitäten der Erdbeben, die Konstruktionsprinzipien der wichtigsten Seismographentypen, die Auswertungsmethoden der Seismogramme und die Deutung ihrer Ergebnisse zur Bestimmung der Bebenherde und der Bahnen der verschiedenen Wellenformen sowie die Ursachen und Formen der seismischen Bodenunruhe (58 S.). Als Folgerungen aus den geophysikalischen Beobachtungen und aus theoretischen Ableitungen werden die Verteilung der Dichte, des Drucks, der Temperatur und der Viskosität im festen Erdkörper und sein stofflicher Aufbau dargestellt, wobei auch die neueren Ansichten von Rittmann und Kuhn und von Wolff der früheren Hypothese über den Aufbau des Erdkörpers von Goldschmidt u. a. gegenübergestellt und die grundlegenden Methoden der Altersbestimmungen der Erde aus Warwen und aus Erscheinungen der Radioaktivität besprochen werden (53 S.). In vielleicht etwas zu knapper Form werden im letzten Abschnitt die Erscheinungen des Erdmagnetismus, die zu ihrer Bestimmung verwendeten Meßmethoden, die Verteilung des erdmagnetischen Feldes, seine zeitlichen Änderungen, die Ansichten über die Ursachen des Erdmagnetismus und seiner Schwankungen sowie einige Ergebnisse der Untersuchungen des elektrischen Erdstromes (24 S.) besprochen. Aus dem Gebiet der angewandten Geophysik konnten jeweils nur die Grundlagen der verschiedenen Methoden kurz angedeutet werden.

Das Buch wird als zuverlässiger, inhaltsreicher und verständlich geschriebener Führer bis zum neuesten Stand der Ergebnisse geophysikalischer Forschung seinen einleitend angegebenen Zweck voll erfüllen.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie“

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften
herausgegeben von
K. W. Fritz Kohlrausch, Graz, und **Hans Thirring**, Wien
Schriftleitung: **Paul Urban**, Graz

Soeben erschien:

3. Band, 4. Heft

(Abgeschlossen im Januar 1950)

Mit 41 Abbildungen. 175 Seiten. S 66.—, sfr. 22.80, $ 5.40, DM 22.60

Inhalt: **Musil, A.** und **E. Schramke.** Rechnerische Zerlegung der Total-Dampfdruckkurven in die Partial-Druckkurven. Teil II: Neue Methoden und deren praktische Durchführung. — **Ledinegg, E.** und **P. Urban.** Über die Darstellung des vollständigen Systems der Eigenschwingungen beliebiger zylindrischer Hohlraumresonatoren mit horizontaler Schichtung des dielektrischen Mediums. — **Havas, P.** Bemerkungen zum Zweikörperproblem der Elektrodynamik. — **Lintner, K.** Wechselwirkung schneller Neutronen mit den schwersten stabilen Kernen (Bi, Pb, Tl und Hg). — **Blau, M.** Möglichkeiten und Grenzen der photographischen Methode in Kernphysik und kosmischer Strahlung. — **Pringsheim, P.** Über einen auffallenden Unterschied in der Aktivierbarkeit von Kalium- und Natrium-Halogenidphosphoren. — **Kreidl, N. J.** Die Veränderlichkeit der optischen Eigenschaften und die Glasstruktur. — **Rona, E.** Some Aspects of Isotopic Exchange Reactions. — **Urbach, F.** und **A. Urbach.** Über die spontane Regression der Bromsilber-Photolyse. — **Karlik, B.** und **F. Kropf-Duschek.** Bestimmungen des Heliumgehaltes von Steinsalzproben. — **Kohlrausch, K. W. F.** Über ein natürliches System von Abschirmungskonstanten und effektiven Quantenzahlen. — **Buchbesprechungen.**

Tschermaks mineralogische und petrographische Mitteilungen

Herausgegeben von
F. Machatschki, Wien, und **H. Leitmeier**, Wien

Soeben erschien:

Band I, Heft 4 (Schlußheft)

(Ausgegeben im März 1950)

Mit 30 Textabbildungen. 124 Seiten. S 66.—, sfr. 24.30, $ 5.60, DM 23.50

Inhalt: **Granigg, B.** Gesteinsbildende Vorgänge im technischen Alltag. — **Schroll, E.** Wulfenite von Nassereith/Dirstentritt (Tirol) und Bleiberg (Kärnten). — **Kokkoros, P.** Ktenasit, ein Zink-Kupfersulfat. aus Lavrion (Griechenland). — **Köhler, A.** Bemerkungen über Plagioklaszwillinge nach (130) und (111) sowie über die Banater Verwachsung. — **Sedlacek, M.** Mineralogische Notizen aus dem niederösterr. Waldviertel, I. — **Zemann, J.** Beiträge zur Kristallchemie des Wismuts. — **Hedlik, A.** Über Formel und Struktur des Mercurooxychlorides Eglestonit. — **Leitmeier, H.** Über die Entstehung der Kluftmineralien in den Hohen Tauern.

Soeben erschien:

Der Frost im Baugrund. Von Dipl.-Ing. Priv.-Doz. Dr. sc. techn. R. Ruckli, Bern. Mit 112 Textabbildungen. XV, 279 Seiten. 1950.
S 125.—, sfr. 39.—, $ 9.—, DM 37.80

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria